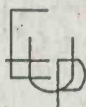


Benedict Oprescu

Ion Iorga-Simăn

Sorin Fianu

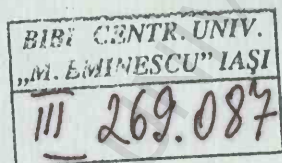
Metode experimentale în fizica plasmei



EDITURA UNIVERSITĂȚII DIN PITEȘTI

- 2002 -

III 269.087



172

Benedict Oprescu Ion Iorga-Simăn Sorin Fianu

292.981

Metode experimentale în fizica plasmei

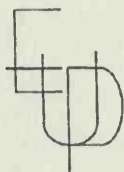


342849

B.C.U. IASI

Editura Universității din Pitești
2002

ALE



Editura Universității din Pitești

Str. Târgu din Vale, nr.1,
0300, Pitești, jud. Argeș
tel/fax: 40 48 21.64.48

Copyright © 2001 – Editura Universității din Pitești

Toate drepturile asupra acestei ediții sunt rezervate
Editurii Universității din Pitești.

Nici o parte din acest volum nu poate fi reprodusă
sub nici o formă, fără permisiunea scrisă a autorilor.

Editor: Lector univ.dr. Dumitru Chirleşan

Redactor șef: Conf.univ.dr. Constantin Țibrian

Secretar șef de redacție: Asistent univ. drd. Sorin Fianu

Bun de tipar: 21.12. 2001; tiraj:75

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale a României
OPRESCU, BENEDICT

Metode experimentale în fizica plasmei / Benedict

Oprescu - Pitești:Editura Universității din Pitești, 2001

p..; cm

Bibliogr.

ISBN 973-8212-87-1

I. Iorga-Simăn, Ion

533.9

533.9.(076.5)

Fizica plasmei

Lucrări practice

24 SEP. 2002

INTRODUCERE

Fizica plasmei este una din cele mai dinamice ramuri ale științelor naturii. Apărută în cea de a doua jumătate a secolului al XIX-lea, ca fizica descărcărilor electrice în gaze, a cunoscut o evoluție susținută în epoca tuburilor electronice. Apariția elementelor electronice de circuit bazate pe semiconductori a dus la scăderea interesului pentru studiul proprietăților conductoare ale gazelor la presiuni mici. Dar, atunci când această știință părea că se retrage în domeniul istoriei fizicii, a reîntinerit în mod spectaculos prin mai multe direcții de cercetare. Unele din aceste direcții au un caracter mai mult teoretic, cum este cazul studiului fenomenelor neliniare sau al instabilităților în mediile gazoase conductoare, altele au un caracter practic de o importanță extraordinară în noile tehnologii, din acestea amintim: depunerile de straturi subțiri din plasmă, creșterile de cristale în plasmă, tăierea, sudarea sau alte prelucrări de materiale în fluxuri de plasmă etc.

Studiul proprietăților descărcărilor în gaze a dus la constatarea că mediile ionizate au proprietăți calitativ distincte de gazele din care provin. A apărut astfel ideea că aceste medii reprezintă o altă stare a materiei care, în mod inspirat, a fost denumită de către Langmuie plasă. Studiul proprietăților acestei sări a materiei, indiferent de modul ei de obținere, a fost realizat de diferiți teoreticieni astfel încât a apărut o nouă ramură a fizicii teoretice numită „fizica plasmei”. Deși inițial fizica plasmei nu urmărea decât descrierea generală a proprietăților gazelor ionizate, s-a constatat că noțiunile și legile obținute în cadrul acestei discipline se pot extinde la un domeniu mult mai larg cum ar fi lichidele conductoare sau metalele. Odată sesizat acest aspect, realizat relativ recent, spre sfârșitul secolului XX, fizica

plasmei, așa cum am afirmat anterior, sprijinită și pe largile ei aplicații, a devenit centrul interesului comunității fizicienilor.

Conștientă de importanța actuală și de perspectivă a fizicii plasmei, școala românească de fizică a acordat întotdeauna o importanță mare fizicii descărcărilor în gaze și mai târziu fizicii plasmei. În orice specializare ce urmărește formarea unor specialiști ce au legătură cu fizica, locul fizicii plasmei a fost și este recunoscut. Ca atare, și în cadrul secțiilor de Chimie-Fizică și Inginerie-Fizică din cadrul Facultății de Științe din Universitatea din Pitești se insistă pe însușirea de către noile generații de specialiști a noțiunilor de bază legate de acest domeniu.

Prezenta lucrare este destinată studenților de la secțiile mai sus amintite fiind, alături de cursul de Fizica Plasmei, baza însușirii cunoștințelor teoretice și experimentale minimale pentru deschiderea orizonturilor vaste ale acestui domeniu. Fiind instrumentul de lucru absolut necesar efectuării lucrărilor de laborator, acest îndrumar prezintă atât bazele teoretice cât și modul de lucru al diferitelor lucrări experimentale. În viziunea autorilor, a părut necesar să nu se insiste exagerat de mult pe aspectele matematice ci mai ales pe bazele calitative ale diferitelor fenomene sau aplicații, rămânând ca dezvoltările cantitative ulterioare să fie făcute la orele de curs sau, la libera inițiativă a studenților, prin studierea bibliografiei sugerate. S-a insistat mai mult pe descrierea dispozitivelor experimentale și a modului de lucru, așa cum a părut firesc pentru un îndrumar de lucrări practice. Un loc important este acordat descrierii modului în care studentul trebuie să prezinte rezultatele muncii sale. În această parte a lucrărilor experimentale se urmărește stimularea studentului să citească cu atenție referatul și să înțeleagă conținutul fizic al acestuia, mai mult decât atât, se urmărește dezvoltarea capacităților de observație și de explicare ale studentului prin formularea unor întrebări al căror răspuns nu

se află în conținutul referatului. Se insistă de asemenea și asupra modului în care trebuie prezentate datele experimentale și graficele obținute din experiment.

În încheiere trebuie să amintim faptul că studiul fizicii descărcărilor electrice în gaze a fost realizat pentru prima dată în Universitatea din Pitești, la sfârșitul anilor 1970, de către regretatul Conf. univ. Dr. Gheorghe Dima, care a pus bazele acestui laborator.

TEHNICA VIDULUI

1. Scopul lucrării

Lucrarea urmărește familiarizarea studenților cu elemente de fizica experimentală a vidului.

2. Considerații teoretice

2.1. Clasificarea vidului

Un gaz poate fi considerat ca o mulțime de puncte materiale (atomi sau molecule) ce se mișcă permanent. Ciocnirile particulelor din care este alcătuit gazul cu pereții vasului în care se află sunt considerate elastice. Forța medie exercitată pe unitatea de suprafață a peretelui de către moleculele gazului este proporțională cu temperatura gazului și cu concentrația moleculelor lui.

Se obișnuiește ca forța medie exercitată de un gaz asupra unității de suprafață a peretelui incintei să se numească presiunea gazului.

În sistemul internațional unitatea de măsură a presiunii este Pascalul:

$$1P = 1 \frac{N}{m^2}$$

În practică este folosită frecvent o unitate de măsură tolerată numită torr. Torrul este presiunea egală cu a 760-a parte din atmosfera fizică standard. O atmosferă fizică standard este de $10,13 \cdot 10^{-4}$ P. Un torr poate fi exprimat ca fiind și presiunea exercitată de o coloană de mercur cu lungimea de un milimetru în condițiile în care accelerația gravitațională este de $9,81 \text{ m/s}^2$.

Practic, vidul se consideră ca regiunea din spațiu în care presiunea este mai mică decât cea atmosferică standard. Se constată că noțiunea de vid este strâns legată de noțiunea de presiune: cu cât presiunea este mai scăzută cu atât vidul este mai înaintat. Din punct de vedere fizic nu se poate realiza o zonă în care presiunea să fie zero dar, crescând performanțele instalațiilor de obținere a vidului, se pot obține presiuni oricât de mici.

Clasificarea vidului se poate face după gradul de rarefiere a gazului ca urmare a acțiunii de evacuare a acestuia dintr-o încălț etanșă. Se definesc astfel următoarele categorii de vid:

Gradul de vid sau calitatea vidului	Scara de presiune (torr)
Vid grosier	760-1
Vid intermediar	$1-10^{-2}$
Vid mediu	$10^{-2}-10^{-5}$
Vid înalt	$10^{-5}-10^{-8}$
Vid ultraînalt	$10^{-8}-10^{-12}$
Vid extrem	sub 10^{-12}

În practică se folosesc și noțiunile de vid preliminar și vid înaintat. Vidul preliminar este vidul obținut la orificiul de intrare al pompelor rotative cu paletе și este cuprins în intervalul $10^{-1}-10^{-3}$ torr. Vidul înaintat este vidul obținut la orificiul de intrare al pompelor de difuzie și este cuprins în intervalul $10^{-4}-10^{-8}$ torr.

2.2. Obținerea vidului

Vidul se obține prin îndepărtarea majorității gazului din incinta de vidat. Pompele de vid și incinta în care se face vid împreună cu sistemul de conducte de legătură dintre ele și aparatura necesară pentru măsurarea presiunilor scăzute, constituie o instalație de vid sau un sistem de vid. Elementele centrale într-un sistem de vid sunt pompele de vid. În funcție de procesul fizic care stă la baza construcției pompei, se disting următoarele clase de pompe de vid:

1. Pompe care se bazează pe compresia gazului:

- a. pompe rotative cu piston;
- b. pompe de difuzie.

2. Pompe care nu se bazează pe compresia gazului:

- a. pompe de absorbție;
- b. gheteri;
- c. pompe ionice;
- d. cryopompe

Indiferent de principiul ce stă la baza rarefierii gazului, performanțele oricărei pompe de vid sunt date de următorii parametri:

- a. Presiunea limită, definită ca cea mai scăzută presiune ce se poate realiza cu pompa respectivă.
- b. Presiunea inițială, definită ca presiunea maximă admisibilă în incintă pentru ca pompa să poată funcționa în mod normal.
- c. Presiunea de refulare, definită ca presiunea maximă tolerabilă la orificiul de evacuare al pompei pentru ca aceasta să funcționeze în condiții optime.
- d. Viteza de pompare sau de acțiune a pompei, definită ca debitul volumic măsurat la presiune constantă, la intrarea în pompă.

2.3. Măsurarea vidului

Dispozitivele cu ajutorul cărora se măsoară presiunea gazelor din incintele vidate se numesc vacuummetre. Există mai multe criterii după care se pot clasifica vacuummetrele. Prezintă în continuare numai clasificarea după principiul de funcționare:

- vacuummetre mecanice (cu element elastic);
- vacuummetre hidrostatice (cu lichid);
- vacuummetre de compresie;
- vacuummetre termice;
- vacuummetre de ionizare;
- vacuummetre bazate pe vâscozitatea gazelor;
- vacuummetre radiometrice;
- spectrometre de masă.

La alegerea unui anumit tip de vacuummetru trebuie avute în vedere următoarele:

- domeniul de presiuni care trebuie măsurat în procesul fizic considerat;
- natura gazului a cărui presiune trebuie măsurată;
- precizia măsurătorii.

Sistemele de vid sunt alcătuite, pe lângă pompele de vid, incintele de vidat și vacuummetre, și din conducte de racordare, robineti de vid, flanșe, garnituri și altele. Concomitent cu procesul de evacuare a gazelor de către pompe, în incintă pătrund diferite alte gaze și vaporii unor lichide. Fenomenul de pătrundere a gazelor și a vaporilor în interiorul sistemului de vid se numește neetanșitatea sistemului. După caracterul fenomenelor fizice care stau la baza neetanșităților acestea se clasifică în:

-neetanșeități reale-provocate printr-un por sau fisură în componentele incintei;

-neetanșeități virtuale-când creșterea presiunii în incinta vidată este dată parțial de o neetanșeitate reală și parțial de gaze accidentale neevidențiate (suprafețe murdare, spații înguste care nu pot fi vidate rapid, materiale cu presiune de vapori mare ajunse accidental în incintă, etc).

Presiunea limită ce se obține într-o instalație de vid este dată de condiția ca debitul pompelor să fie egal cu debitul neetanșeităților.

3. Dispozitivul experimental

În lucrarea de față se folosește un agregat de vid de tipul AV1000,

produs de IFA-București

(actualmente

Nuclearvacuum S.A.).

Pentru realizarea vidului intermediar, acest

dispozitiv folosește o

pompă rotativă cu palete

pe rotor în două trepte.

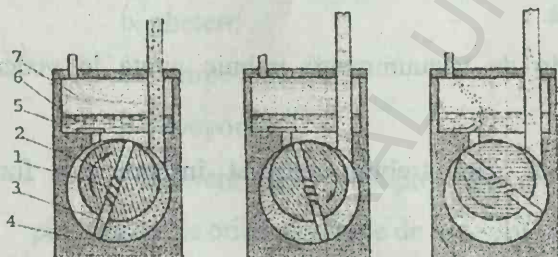


Fig.1

Schema constructivă și etapele de acțiune ale unei pompe rotative cu palete pe rotor sunt prezentate în figura 1.

Rotorul (2) este prevăzut cu două palete (3) care alunecă liber în șanțul diametral al rotorului. Paletele sunt presate uniform pe suprafața statorului (4) de către arcul (1). Rotorul este montat concentric pe axul de rotație al pompei, dar excentric față de stator. Când rotorul se rotește, paletele mătură volumul în formă de creastă dintre rotor și stator, antrenând

gazul aflat în acest volum dinspre conducta de admisie către conducta de refulare, prin supapa (5). Uleiul (6) se introduce în rezervorul (7).

O peliculă fină de ulei se formează între palete și stator. Această peliculă împiedică scurgerea gazului înapoi spre admisia pompei, cu condiția ca suprafața stratului să nu prezinte neregularități sau zgârieturi accidentale.

Presiunea inițială a acestui tip de pompe este presiunea atmosferică. Presiunea de refulare este mai mică decât presiunea necesară deschiderii supapei de refulare. Presiunea limită pentru o astfel de pompă este de până la 10^{-3} torr. Viteza de pompare este, în general, pentru acest tip de pompă între 10 litri/minut și 1000

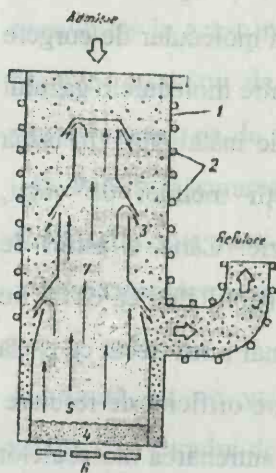


Fig.2

litri/minut.

Pentru a realiza vidul mediu, instalația este prevăzută cu o pompă de difuzie cu jet de vapori de ulei. Construcția unei pompe de difuzie este prezentată în figura 2. Carcasa (1) este răcită cu apă care circulă prin conductele (2) care înfășoară suprafața exterioară cuprinsă între orificiul de admisie și orificiul de refulare. Astfel temperatura carcasei este menținută permanent puțin sub temperatura camerei, pereții interiori ai pompei constituind o suprafață de condensare a vaporilor lichidului de lucru (4), lichid care se evaporă continuu în fierbătorul (5). Sistemul de încălzire (6) asigură fierberea lichidului de lucru. Vaporii astfel formați se ridică în lungul coloanei metalice (7) și sunt forțați să iasă prin duzele (3). După ieșirea din duze, jeturile de vapori, având un impuls îndreptat spre partea inferioară a pompei, ajung pe pereții răciți ai carcasei.

Pompa de difuzie funcționează astfel: orificiul de intrare al pompei se cuplează la incinta de vidat și o pompă rotativă se atașează la orificiul de evacuare. Presiunea în instalație se reduce, cu ajutorul pompei rotative până la cel mult $5 \cdot 10^{-2}$ torr, după care se pornește încălzitorul. La presiuni atât de joase, gazul din instalație se află în așa numitul regim molecular de curgere (drumul liber mediu dintre două ciocniri succesive dintre moleculele gazului este mult mai mare decât dimensiunile geometrice ale instalației). În urma ciocnirilor întâmplătoare ale moleculelor cu pereții incintei de vidat, moleculele nimeresc în interiorul pompei de difuzie. Când o astfel de moleculă pătrunde în jetul foarte dens de vapori probabilitatea ca ea să fie îndreptată înapoi spre orificiul de admisie este mult mai mică decât ca ea să fie antrenată, în urma ciocnirii cu jetul de vapori, către orificiul de refulare. Rezultă clar că acțiunea pompei de difuzie constă în antrenarea moleculelor de gaz dintr-o regiune de presiune joasă într-o regiune de presiune mai mare. Moleculele dirijate spre orificiul de ieșire sunt evacuate de către pompa rotativă. O pompă de difuzie ca cea prezentată mai sus poate atinge o presiune limită de 10^{-6} torr având o presiune inițială de $5 \cdot 10^{-2}$ torr.

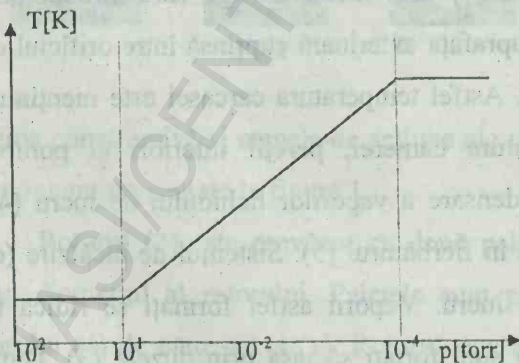


Fig. 3

Pentru măsurarea presiunilor agregatul de vid AV 1000 este prevăzut cu două vacuummetre termice și un vacuummetru ionic.

Mecanismele de transmitere a căldurii în gaz sunt dependente de presiune în domeniul de

presiuni sub 100 torr. Dacă un rezistor este alimentat de o tensiune

constantă, odată cu scăderea presiunii gazului ce îl înconjoară, temperatura sa variază după o lege ca cea reprezentată în figura 3. Constatăm că în intervalul de presiuni 10^{-4} -10 torr, temperatura rezistorului crește liniar cu presiunea. Acest fapt permite realizarea unui dispozitiv de măsurare a presiunilor în acest interval de presiuni pe baza măsurării temperaturii unui filament străbătut de curent electric. Capul de măsură al unui astfel de vacuummetru, ca de altfel al tuturor vacuummetrelor electrice, se numește jojă. Pentru măsurarea temperaturii filamentului, acesta este introdus pe una din laturile unei punți electrice.

Deoarece pompa de difuzie produce presiuni mai mici decât cele ce pot fi măsurate cu vacuummetrul termic, instalația experimentală este prevăzută cu un vacuummetru de ionizare cu catod cald. schema de principiu a capului de măsură a unui astfel de vacuummetru este prezentată în figura 4. Electronii emiși de filamentul 1 sunt accelerați de grila 2 și trec în majoritate dincolo de ea. În spațiul grilă-colector 3 ei sunt frânați și întorși din drum, fiind din nou accelerați de grilă în sens contrar, o parte dintre ei trecând înapoi în spațiul grilă-filament unde sunt frânați și apoi fie

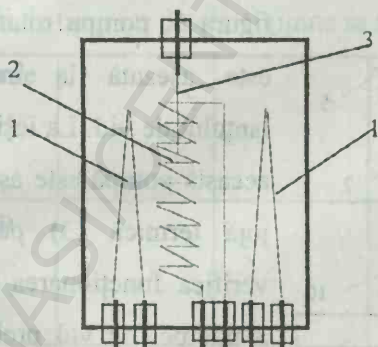


Fig. 4

sunt prinși de filament, fie din nou accelerați de grilă, ș.a.m.d. După efectuarea unui număr de astfel de oscilații, electronii vor cădea pe grilă. Înainte de a cădea pe grilă, electronii, în drumul lor, vor ciocni atomii de gaz ionizându-i. Ionii produși în spațiul grilă-

filament vor cădea pe filament, deoarece nu au energia suficientă traversării

barierei de potențial produse de grilă. Ionii produși în spațiul grilă-colector sunt colectați de colector. Se poate demonstra că numărul de ciocniri ionizante este proporțional cu presiunea gazului. Deci, menținându-se curentul de electroni constant, curentul de ioni colectați pe colector va varia proporțional cu presiunea gazului. Această dependență este valabilă în intervalul de presiuni 10^{-11} - 10^{-3} torr.

După cum se vede în figura 4, colectorul este sub forma unui fir așezat în mijloc grilei. Această geometrie este preferată pentru a micșora cât mai mult posibil curentul fotoelectronic produs de radiațiile X moi ce pot cădea pe colector. Radiațiile X moi apar ca urmare a impactului electronilor cu grila.

Deoarece pompa de difuzie cu ulei nu produce presiuni mai mici de 10^{-6} torr precum și faptului că valoarea curentului de colector este foarte mică la presiuni joase, partea electronică a vacuummetrului de ionizare este astfel concepută să prezinte valorile presiunilor doar în intervalul 10^{-6} - 10^{-3} torr.

Schema de principiu a instalației experimentale este prezentată în figura 5.

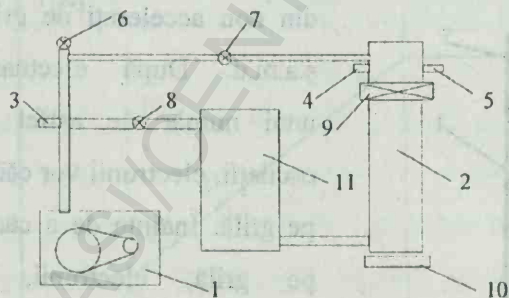


Fig. 5

După cum se vede pe figura 5, pompa rotativă (1) este așezată la începutul lanțului de vid. La ieșirea din această pompă este așezată o jofă termică (3) pentru a verifica funcționarea corectă a pompei de vid preliminar.

Deoarece pompa rotativă în stare de repaus nu trebuie să se afle sub vid (din cauza absorbției pe coloană a uleiului din ea) se montează robinetul (6) pentru introducerea aerului. Vasul tampon (11) permite menținerea unei

presiuni scăzute chiar în absența funcționării pompei rotative. Prin deschiderea robinetului (8), se poate vida atât vasul tampon cât și pompa de difuzie (2). Pentru măsurarea presiunii la ieșirea din agregatul de vid se folosește o joă termică (4) și o joă ionică (5). Robinetul (9) permite izolarea agregatului de vid de restul instalației (incinta de vidat). Pentru încălzirea uleiului din pompa de difuzie se folosește încălzitorul (10). În cazul în care nu se dorește utilizarea pompei de difuzie sau din alte motive, se poate face direct legătura la incinta de vidat prin intermediul robinetului (7).

4. Modul de lucru

Sucesiunea etapelor în efectuarea acestei lucrări este următoarea:

1. Se deschid robineții 8 și 9;
2. Se închide robinetul 6,
3. Se pornește partea electronică a vacuummetrului trecând apoi aparatul de măsură pe joa termică 4 (joa 1 pe panoul instalației);
4. Se aduce cronometrul pe poziția “zero”;
5. Se pornesc simultan cronometrul și pompa rotativă. Se citește dependența presiunii de timp iar datele obținute se trec în următorul tabel:

Presiune [torr]				
Timp [s]				
$\frac{\Delta p}{\Delta t}$ [torr / s]				

6. După ce pompa rotativă a adus presiunea sub 10^{-2} torr se pornește încălzitorul pompei de difuzie și se dă drumul la apa de răcire a pompei de difuzie;
7. Se aduce cronometrul pe poziția „zero”;
8. După ce presiunea a scăzut până aproape de 10^{-3} torr, se trece vacuummetrul pe jojea ionică;
9. Se pornesc cronometrul. Se citește dependența presiunii de timp iar datele obținute se trec în următorul tabel:

Presiune [torr]					
Timp [s]					
$\frac{\Delta p}{\Delta t}$ [torr / s]					

10. După citirea rezultatelor experimentale se trece vacuummetrul pe jojea termică 4 și se închide alimentarea vacuummetrului;
11. Se închide robinetul 9;
12. Se închide alimentarea încălzitorului pompei de difuzie;
13. După aproximativ 15-20 minute se închide robinetul 8;
14. Se oprește pompa rotativă și se deschide robinetul 6;
15. Apa de răcire a pompei de difuzie nu se oprește decât după ce, la controlul cu mâna, întreaga coloană a pompei de difuzie s-a răcit.

6. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

TEHNICA VIDULUI

Observații generale:

1. Tipurile de pompe de vid utilizate în agregatul de vid:

2. Presiunile inițiale și limită pentru pompele de vid utilizate:

3. Tipurile de vacuummetre utilizate în agregatul de vid:

4. Domeniile de presiuni în care pot fi utilizate vacuummetrele de tipul celor prezente pe instalația experimentală:

.....

.....

.....

5. Care este evoluția presiunii în interiorul instalației după pornirea pompei de difuziune și care este explicația acestei evoluții:

.....

.....

.....

6. În ce domenii de presiuni pompele utilizate în lucrare au o eficiență maximă

.....

.....

.....

Rezultatele experimentale

1. Tabelele cu rezultate:

a. Pentru pompa de vid preliminar:

b.

Presiune [torr]					
Timp [s]					
$\frac{\Delta p}{\Delta t}$ [torr / s]					

a. Pentru pompa de difuzie:

Presiune [torr]					
Timp [s]					
$\frac{\Delta p}{\Delta t}$ [torr / s]					

2. Graficele $p=f(t)$ și $\frac{\Delta p}{\Delta t} = f(p)$ pentru cele două pompe sunt următoarele:

APRINDEREA DESCĂRCĂRII ÎN CÂMPURI UNIFORME. VERIFICAREA LEGII LUI PASCHEN

1. Scopul lucrării

Determinarea experimentală a dependenței tensiunii de străpungere a unui gaz aflat la presiune scăzută de produsul presiune-distanță dintre electrozi.

2. Considerații teoretice

Vom considera un gaz aflat la presiune scăzută, în interiorul căruia s-au introdus doi electrozi plan-paraleli plasați la o anumită distanță, între care s-a aplicat o diferență de potențial variabilă.

În interiorul acestui gaz se află, în urma ionizării naturale, un număr foarte mic de sarcini electrice libere (electroni și ioni pozitivi). Crescând continuu tensiunea aplicată între electrozi, electronii accelerați pot să ajungă la energii suficient de mari încât, în urma ciocnirilor neelastice electron-atom, să se genereze noi electroni și ioni pozitivi. Electronii inițiali împreună cu noii electroni, fiind din nou accelerați, pot să producă noi ionizări. Dacă distanța dintre electrozi este mult mai mare decât drumul liber mediu al electronilor apare o multiplicare în avalanșe a purtătorilor liberi de sarcină. Numărul mediu de perechi electron-ion formate de un electron pe un centimetru de parcurs pe direcția câmpului electric se numește primul coeficient al lui Townsend, α .

Să presupunem că din catod sunt extrași prin efect fotoelectric electroni (în urma iradierii cu radiații ultraviolete de la o lampă aflată în exteriorul tubului de descărcare, de exemplu). Neglijând antrenarea și difuzia, la distanța x de catod cei $n_e(0)$ electroni emiși de catod prin efect

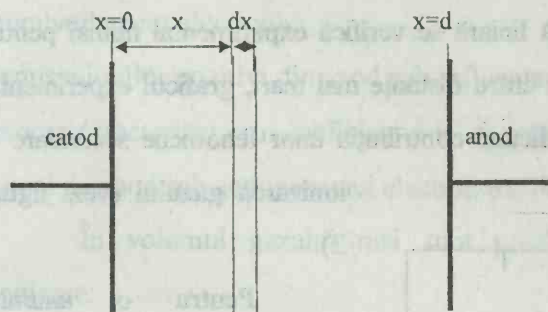


Fig. 1

fotoelectric vor produce $n_e(x)$ electroni. Pentru o distanță elementară dx (vezi figura 1) se vor produce:

$$dn_e(x) = \alpha n_e(x) dx$$

electroni.

Integrând și ținând cont de condiția inițială rezultă:

$$n_e(x) = n_e(0)e^{\alpha x}$$

Presupunând viteza de drift a electronilor constantă între electrozi, rezultă că densitatea de curent electronic este proporțională cu concentrația acestora. Notând cu $j_e(x)$ densitatea curentului electronic la distanța x de catod, rezultă:

$$j_e(x) = j_{e0}e^{\alpha x}$$

Curentul total între electrozi este suma curentului electronic și cel ionic. Deoarece la anod nu sosesc decât electronii, curentul total se poate calcula ușor ca fiind valoarea curentului electronic la suprafața anodului, adică:

$$j = j_{e0}e^{\alpha d} \quad (1)$$

Townsend a dedus pentru raportul α / p următoarea expresie:

$$\frac{\alpha}{p} = A e^{-\frac{B}{E/p}}$$

unde A și B sunt funcții numai de natura gazului. Această relație, dedusă pe baza unor simplificări majore, este în bun acord cu experiența. Dacă E și p sunt constante atunci și α este constant. Dacă α este constant, rezultă o dependență liniară între logaritmul densității de curent și distanța dintre electrozi. Această dependență liniară se verifică experimental numai pentru distanțe mici între electrozi. Pentru distanțe mai mari, graficul experimental prezintă o curbare în sus, indicând contribuția unor fenomene secundare la ionizarea gazului (vezi figura 2).

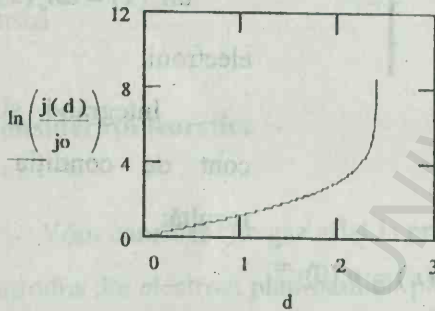


Fig. 2

Pentru o anumită valoare critică a distanței $d=d_c$, curentul crește foarte mult, fiind limitat numai de rezistența circuitului și de puterea sursei de alimentare, descărcarea devenind

independentă de existența agentului ionizant extern.

Dintre procesele secundare de ionizare posibile, enumerăm:

- emisia electronică secundară din catod în urma bombardamentului cu ioni pozitivi, caracterizată prin coeficientul γ_i , care reprezintă numărul mediu de electroni emiși din catod de către un ion pozitiv incident;
- emisia fotoelectronică din catod, caracterizată prin coeficientul γ_f , care reprezintă numărul mediu de electroni emiși de un foton incident;
- emisia secundară în urma bombardamentului cu atomi neutri, proces caracterizat prin coeficientul γ_n , care reprezintă numărul mediu de electroni emiși din catod de un atom incident;

- emisia electronică din catod sub influența atomilor metastabili, proces caracterizat prin coeficientul γ_m care reprezintă numărul mediu de electroni emiși de un atom metastabil;
- emisia electronilor din catod sub influența radiațiilor X emise de anod prin bombardament electronic;
- emisia ionilor pozitivi din anod sub influența bombardamentului electronic, proces caracterizat prin coeficientul γ_e ce reprezintă numărul mediu de ioni emiși de anod sub acțiunea unui electron incident.

În volumul gazului mai sunt posibile următoarele procese de ionizare:

- ionizarea atomilor prin ciocniri cu ionii pozitivi, caracterizată prin coeficientul β definit în mod analog ca și coeficientul α .
- fotoionizarea;
- ionizarea prin atomi metastabili;
- ionizarea prin atomi neutrii;
- ionizarea prin raze X emise de anod.

Toate aceste procese elementare sunt incluse într-un coeficient global γ Townsend. În anumite limite, coeficientul γ poate fi considerat o funcție numai de energia electronilor sau ionilor, adică:

$$\gamma = \Phi\left(\frac{E}{p}\right)$$

Townsend a demonstrat, și experiența confirmă în anumite limite, că apariția proceselor secundare duce, la distanțe mai mici decât distanța de străpungere, la următoarea dependență a densității curentului de descărcare de distanța dintre electrozi:

$$\frac{j}{j_0} = \frac{e^{ad}}{1 - \gamma[e^{ad} - 1]} \quad (2)$$

Towensend consideră drept condiție de străpungere (explozie, aprindere) anularea numitorului din relația 2, adică:

$$1 - \gamma[e^{ad_1} - 1] = 0 \quad (3)$$

Înlocuind în condiția de străpungere -ce se mai numește și condiție de staționaritate- expresiile lui α și γ precum și $V_s = E_s d_s$, rezultă:

$$1 - \alpha \left(\frac{V_s}{pd_s} \right) \left[e^{\varphi \left(\frac{V_s}{pd_s} \right)} - 1 \right] = 0$$

În principiu, această ecuație poate fi rezolvată în raport cu V_s obținându-se o funcție de produsul pd_s :

$$V_s = V_s(pd_s) \quad (4)$$

Această dependență se numește legea lui Paschen care afirmă că potențialul de străpungere este funcție de distanța redusă (pd_s).

Curbele Paschen au, în general, aceeași formă. Toate au un minim care depinde de gazul din tubul de descărcare și materialul catodului. Minimul care apare pe curba $V_s(pd_s)$ este rezultatul variației eficienței de ionizare a atomilor sau moleculelor gazului dintre electrozi al căror număr este proporțional cu produsul pd_s . Pentru satisfacerea condiției de staționaritate când produsul

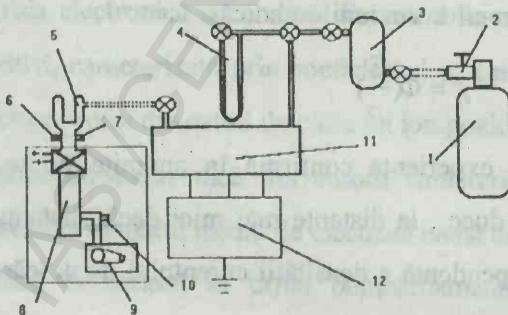


Fig. 3

pd_s este mic, se mărește eficiența de ionizare prin creșterea potențialului V . Când pd_s este mare, drumul liber mediu al electronilor fiind mic, datorită ciocnirilor destul de dese, aceștia vor ajunge la energii

de ionizare doar la valori mari ale potențialului V .

3. Dispozitivul experimental

Instalația experimentală utilizată în această lucrare este o instalație pentru obținerea vidului la care s-a racordat o instalație de sticlă. Schema de principiu a acestui dispozitiv experimental este redată în figura 3. Pe această figură se disting:

-
- 1-butelie cu heliu;
 - 2-reductor de presiune;
 - 3-vas tampon;
 - 4-manometru cu ulei;
 - 5-capcană cu aer lichefiat;
 - 6-jojă ionică;
 - 7,10-joje termice;
 - 8-pompă de difuzie;
 - 9-pompă rotativă;
 - 11-tubul de descărcare;
 - 12-circuitul electric.

În această instalație elementul central este tubul de descărcare. În figura 4, este prezentată schița tubului de descărcare precum și schema electrică. În interiorul tubului de descărcare se află doi electrozi, unul fix-catodul C- și unul mobil-anodul A-, datorită unei legături elastice cu un electrod de wolfram ce asigură trecerea prin sticla tubului. Deplasarea electrodului mobil se face din exterior cu ajutorul unui magnet.

Rezistența R_L are rolul de a limita curentul din circuitul exterior, protejând atât tubul de descărcare cât și generatorul de înaltă tensiune G.I.T..

4. Modul de lucru

Ordinea operațiilor este următoarea:

1. Se deschid robinetii ce fac legătura dintre instalația de vid și instalația de sticlă;
2. Se pornește pompa de vid preliminar;
3. După ce presiunea a scăzut sub 10^{-1} torr, se pornește apa de răcire a pompei de difuzie și încălzitorul acesteia;

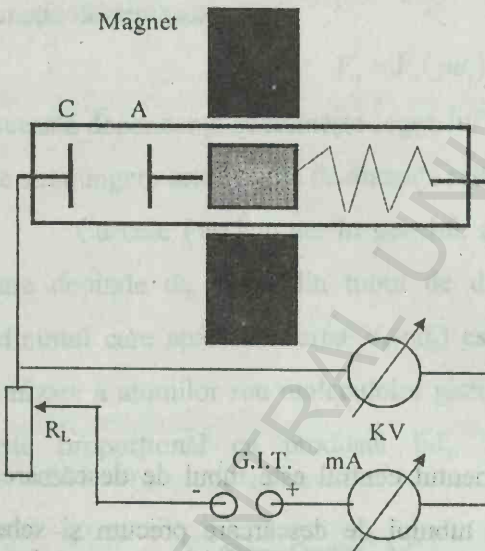


Fig. 4

4. Când presiunea a scăzut sub 10^{-4} torr, după circa 20 minute, se închide robinetul manometrului cu ulei (în felul acesta, în partea stângă a tubului manometric, se realizează "vidul manometric");
5. Se izolează agregatul de vid de restul instalației și se întrerupe alimentarea încălzitorului pompei de difuzie;
6. După aproximativ 20 de minute, se oprește și pompa rotativă;
7. Se introduce gaz din butelie până la o anumită presiune;
8. Se menține această presiune constantă și se determină tensiunea de aprindere (străpungere) V_s pentru valori diferite ale distanței d dintre electrozi;
9. Se menține fixă distanța d dintre catod și anod și se determină tensiunea de străpungere la presiuni diferite;

10. Datele experimentale se trec în tabelul de mai jos;
11. Se calculează produsul pd_s pentru ambele variante experimentale;
12. Se trasează pe hârtie milimetrică graficul $V_s = V_s(pd_s)$.
13. Pentru determinarea presiunii, se ține cont de faptul că un milimetru coloană de ulei corespunde unei presiuni de $6,4 \cdot 10^{-2}$ torr.

	d_s [mm]								
p [torr]	V_s [V]								
	pd_s								
	p [torr]								
d [mm]	V_s [V]								
	pd_s								

6. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota:

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

APRINDEREA DESCĂRCĂRII ÎN CÂMPURI UNIFORME. VERIFICAREA LEGII LUI PASCHEN

Observații generale:

1. Ce reprezintă coeficientul α ?

.....

.....

.....

2. Care sunt procesele secundare la electrozi și în volumul gazului?

.....

.....

.....

3. Ce afirmă legea lui Paschei?

.....

.....

.....

4. Câte minime are curba Paschen obținută experimental? Cum explicați calitativ forma curbei Paschen?

.....

.....

.....

Rezultate experimentale

1. Tabelul cu rezultatele experimentale

	d_s [mm]								
p [torr]	V_s [V]								
	pd_s								
	p [torr]								
d [mm]	V_s [V]								
	pd_s								

2. Graficul experimental $V_s = V(pd_s)$.



STUDIUL DESCĂRCĂRII LUMINISCENTE ÎN GAZE

1. Scopul lucrării

Se urmărește vizualizarea regiunilor luminoase și întunecoase ale unei descărcări luminiscente în gaze la presiune scăzută precum și ridicarea caracteristicii curent-tensiune pentru descărcarea luminiscentă normală.

2. Considerații teoretice

Descărcarea luminiscentă se obține într-un tub cu catodul rece la presiuni joase (câțiva torri) ale gazului de lucru fiind caracterizată prin

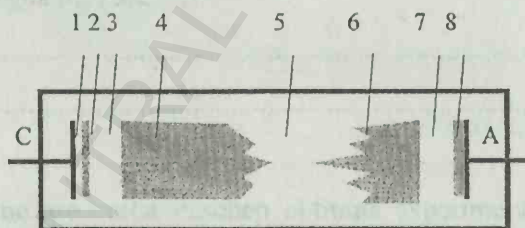


Fig.1

apariția între catod și anod a mai multor regiuni care se deosebesc între ele atât prin proprietățile electrice cât și prin luminozitate și care pot fi grupate în părțile catodice, părțile anodice și partea de legătură, coloana pozitivă, care reprezintă plasma luminiscentă a descărcării.

Părțile catodice ale unei descărcări luminiscente tipice sunt prezentate schematic în figura 1. Pornind de la catod succesiunea zonelor catodice este:

- 1-spațiul întunecos Aston, care apare lângă catod;
- 2-lumina catodică, de forma unui strat subțire, puțin luminos, cu marginea dinspre anod difuză;
- 3-spațiul întunecos catodic (spațiul Hittorf sau Crookes);
- 4-lumina negativă care este cea mai strălucitoare zonă a descărcării, cu maximul de intensitate în mijlocul ei, având marginea catodică netă și marginea anodică difuză. Culoarea luminii negative este caracteristică fiecărui gaz în care se produce descărcarea;
- 5-spațiul întunecos Faraday, o zonă de luminozitate foarte slabă, care face legătura între regiunea catodică și coloana pozitivă;

Părțile anodice ale unei descărcări luminiscente, reprezentate tot pe figura 1, sunt:

- 7-spațiul întunecos anodic, situat între coloana pozitivă și lumina anodică, are o grosime mică ce crește cu scăderea presiunii;
- 8-lumina anodică, a cărei grosime crește de asemenea cu scăderea presiunii.

Între regiunile catodice și cele anodice există o zonă de trecere, coloana pozitivă (6, pe figura 1). Coloana pozitivă, plasma luminiscentă a descărcării, este de forma unei coloane luminoase omogene sau stratificate (cu straturi fixe sau mobile), cu o culoare caracteristică fiecărui gaz, se întinde până în apropierea anodului.

La presiuni mici lungimea părților catodice crește, iar coloana pozitivă suferă o comprimare, în timp ce la presiuni mari comprimarea părților catodice este urmată de o lungire a coloanei pozitive, care suferă o contracție radială.

La o presiune dată, prin apropierea electrozilor (deplasarea anodului spre catod) coloana pozitivă se micșorează până la dispariție; de asemenea

părțile anodice dispar când anodul intră în lumina negativă. Prin depărtarea electrozilor, fenomenele se produc invers, lungimea coloanei pozitive crește.

Prin modificarea distanței dintre electrozi, menținând constantă presiunea, lungimea părților catodice nu se modifică, ceea ce arată rolul deosebit al acestora în menținerea descărcării. Atunci când anodul pătrunde în spațiul întunecat catodic, descărcarea se întrerupe brusc.

Măsurătorile de sondă au arătat că în lungul axului tubului de descărcare există un câmp electric, E_z , a cărui dependență de poziție este reprezentată grafic în figura 2. Se constată că în fața catodului există un câmp electric intens, accelerator pentru electronii ce pleacă de la catod.

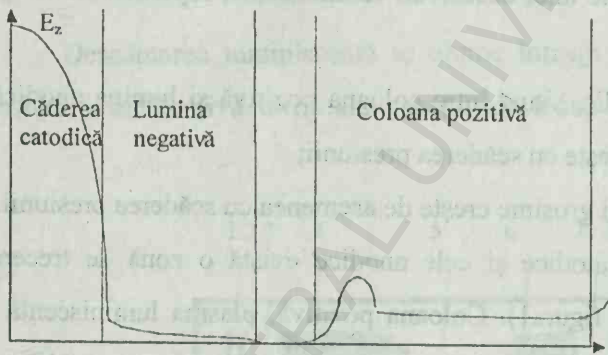


Fig. 2

Acest câmp este produs de o aglomerare a ionilor pozitivi în fața catodului fapt ce duce la apariția unei sarcini electrice spațiale pozitive. Zona luminii

negative și a spațiului întunecat Faraday, este lipsită practic de câmp electric axial, datorită faptului că cele două regiuni sunt practic neutre din punct de vedere electric. În capătul catodic al coloanei pozitive se formează de obicei unu sau două straturi duble de sarcină electrică spațială fapt ce duce la accelerarea electronilor ce vin din spațiul întunecat Faraday. În coloana pozitivă omogenă, câmpul electric axial este constant până în apropierea spațiului întunecos anodic. În lumina anodică se produce o creștere a intensității câmpului electric. De obicei, la presiuni joase, lumina anodică capătă o formă semisferică. În această structură se constată că, în imediata

vecinătate a anodului, potențialul electric este mai mare decât potențialul anodului (așa numita cădere anodică anormală).

Mecanismul general al descărcării luminescente poate fi descris astfel: datorită densității mari de sarcini electrice pozitive din fața catodului, în regiunea spațiului întunecos catodic apare o variație mare a potențialului electric, așa numita cădere catodică. Electronii emiși de catod, cu energie mică, în urma proceselor γ sunt accelerați rapid, astfel încât pe o distanță foarte mică ei capătă energia corespunzătoare maximului funcției de excitare, apărând astfel lumina catodică. Cum energia electronilor depășește destul de repede energia corespunzătoare maximului funcției de excitare, grosimea luminii catodice va fi mică. Pot apărea de asemenea mai multe astfel de straturi luminoase din ce în ce mai slabe, datorate electronilor care au pierdut întreaga lor energie prin excitări și care sunt din nou accelerați. Electronii sunt accelerați în continuare în spațiul întunecos catodic producând ionizarea în avalanșă a atomilor de gaz, mai ales în vecinătatea marginii catodice a luminii negative. În lumina negativă, pe lângă electronii generați în spațiul întunecos catodic, apar și alți electroni datorită ionizărilor intense ale atomilor gazului. În lumina negativă proprietățile de fascicul monoenergetic ale electronilor emiși din catod și accelerați în spațiul căderii catodice dispăre treptat. Datorită gradientului mare de concentrație, electronii difuzează în lumina negativă și în spațiul întunecos Farady, unde, datorită energiei lor prea mici, nu vor produce acte de excitare ale atomilor gazului. În apropierea capului coloanei pozitive se dezvoltă un strat dublu de sarcină spațială. În acest strat dublu electronii sunt din nou accelerați până la energii suficiente pentru a putea produce excitări și ionizări ale atomilor gazului. În fața anodului se formează, de multe ori, o sarcină spațială negativă care generează căderea anodică de potențial. În regiunea căderii

anodice are loc o ionizare suplimentară care furnizează coloanei pozitive ioni pozitivi.

Regiunea căderii catodice cuprinde zona dintre catod și marginea catodică relativ netă a luminii negative în care există un câmp electric intens

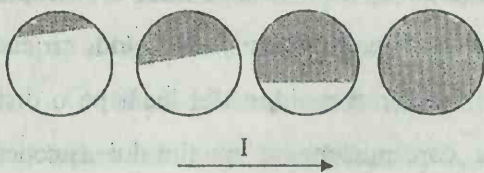


Fig. 3

cauzat de o creștere bruscă a potențialului.

Căderea catodică de potențial poate

atinge valori de câteva sute de

volți, depinzând de natura și

starea suprafeței catodului ca

și de natura și puritatea gazului. Câmpul electric intens din căderea catodică accelerează atât electronii proveniți din catod prin emisie cât și ionii proveniți din lumina negativă. Ionii pozitivi incidenți pe catod vor provoca emisia electronică iar electronii la rândul lor, prin ciocniri cu atomii gazului, vor genera noi ioni.

Când suprafața catodului este parțial acoperită de descărcare (vezi figura 3) valoarea căderii catodice de potențial este dependentă de curentul de descărcare. În acest caz descărcarea este o descărcare luminiscentă normală iar căderea catodică se numește cădere catodică normală. Într-o descărcare luminiscentă normală aria catodică acoperită de lumina catodică crește proporțional cu intensitatea curentului de descărcare, densitatea lui rămânând constantă, încât putem scrie:

$$j = \frac{I_1}{S_1} = \frac{I_2}{S_2} = \dots = \frac{I_n}{S_n}$$

unde $I_1, I_2, \dots, I_n$ sunt intensitățile curenților de descărcare corespunzătoare suprafețelor $S_1, S_2, \dots, S_n$ de pe catod acoperite de descărcare. Când întreaga suprafață catodică este acoperită de lumina catodică (participă la descărcare) odată cu creșterea curentului de descărcare crește și densitatea lui precum și

căderea catodică de potențial. În acest caz descărcarea se numește descărcare luminiscentă anormală iar căderea catodică este denumită cădere catodică anormală.

3. Dispozitivul experimental

Montajul experimental este identic cu cel folosit la ridicarea curbelor Paschen, astfel încât nu vom prezenta aici decât schema electrică a montajului.

Constatăm că elementul central al instalației este tubul de descărcare.

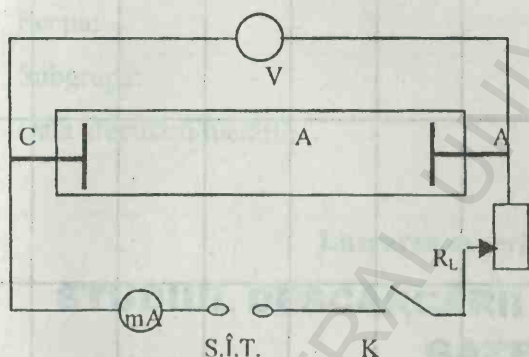


Fig. 4

Acesta este prevăzut cu doi electrozi plani și paraleli între ei. Alimentarea se face cu ajutorul unei surse de înaltă tensiune în curent continuu. Pentru a limita curentul ce trece prin tubul de descărcare se folosește un reostat R_L . Tensiunea se

măsoară cu un voltmetru ce poate măsura până la 1000 V. Curentul de descărcare se măsoară cu un miliampermetru.

4. Modul de lucru

Pentru stabilirea presiunii de lucru în instalația experimentală se repetă operațiile prezentate în lucrarea "Aprinderea descărcării în câmpuri uniforme. Verificarea legii lui Paschen". Odată efectuate operațiile de

pregătire a instalației experimentale, se stabilește în tubul de descărcare o presiune corespunzătoare descărcării luminescente normale (câțiva torri). Se aprinde descărcarea. Modificând tensiunea sursei de înaltă tensiune se efectuează mai multe măsurători ale tensiunii de ardere și ale curentului de descărcare pentru câteva valori ale presiunii gazului din tub.

Datele experimentale se trec în tabelul de mai jos:

P [torr]							
V [V]							
I [mA]							
V [V]							
I [mA]							
V [V]							
I [mA]							

Se trasează pe hârtie milimetrică graficele $V=f(I)$. Se determină densitatea curentului de descărcare luminiscentă pentru intensitatea curentului corespunzător tranziției de la descărcarea luminiscentă normală la descărcarea luminiscentă anormală. Se cunoaște diametrul catodului $D=1\text{cm}$.

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

STUDIUL DESCĂRCĂRII LUMINISCENTE ÎN GAZE

Observații generale:

1. Care sunt părțile catodice respectiv anodice ale unei descărcări luminiscente?

.....

.....

.....

2. Ce reprezintă coloana pozitivă a unei descărcări luminiscente?

.....

.....

.....

3. Prin ce se deosebește regimul anormal de regimul normal al descărcării luminescente?

.....

.....

.....

4. De ce este o zonă slab luminiscentă spațiul întunecos Faraday?

.....

.....

.....

Rezultate experimentale

1. Tabelul cu rezultatele experimentale

p [torr]									
	V [V]								
	I [mA]								
	V [V]								
	I [mA]								

DETERMINAREA GRADIENTULUI LONGITUDINAL AL COLOANEI POZITIVE

1. Scopul lucrării

Se urmărește punerea în evidență a coloanei pozitive a unei descărcări luminiscente în curent continuu, constatarea că în aceasta există un gradient longitudinal de potențial precum și stabilirea dependenței acestui gradient de presiunea gazului și intensitatea curentului de descărcare.

2. Considerații teoretice

Așa cum am arătat în lucrarea "Studiul descărcării luminiscente", atunci când distanța dintre electrozi este suficient de mare între zonele catodice și cele anodice ale descărcării se formează o regiune de legătură ce se poate evidenția prin luminozitatea ei. Această zonă de legătură se numește coloană pozitivă.

La presiuni joase, coloana pozitivă se extinde până la pereții tubului de descărcare în timp ce la presiuni mai mari ea suferă o contracție radială, devenind filiformă. De asemenea, la presiuni joase coloana pozitivă poate fi omogenă sau stratificată.

Coloana pozitivă omogenă se caracterizează atât prin simetrie radială cât și printr-o omogenitate completă pe toată lungimea ei, fiind o plasmă neizotermă la care $n_e \cong n_i$ și $T_e \gg T_i$. Coloana pozitivă omogenă apare în general la majoritatea gazelor numai la presiuni relativ joase ($p < 0,1$ torr). La presiuni mai mari coloana pozitivă apare deseori într-o formă stratificată cu proprietăți optice și electrice alternând periodic de-a lungul axei tubului de descărcare, straturile fiind fixe sau mobile. Straturile mobile se mișcă de

obicei dinspre anod spre spațiul întunecos Faraday. În unele cazuri s-au observat și straturi care se deplasează în sens contrar, numite și straturi negative.

Pentru o distanță fixă între electrozii tubului de descărcare, lungimea coloanei pozitive crește cu mărirea presiunii gazului față de părțile catodice, care suferă o comprimare.

Menținând constantă presiunea gazului și măbind distanța dintre electrozi lungimea coloanei pozitive crește, în timp ce lungimea părților catodice rămâne nemodificată.

Spectrul radiației emise de coloana pozitivă este un spectru de arc constituit din linii atomice și moleculare, în timp ce spectrul radiației emise de lumina negativă este un spectru de scânteie, conținând și linii ionice.

Coloana pozitivă a descărcării luminescente în diferite gaze poate fi folosită atât ca sursă spectrală cât și ca sursă de lumină în tehnica iluminatului. La presiune constantă, luminozitatea coloanei pozitive depinde de diametrul tubului de descărcare. Când diametrul tubului de descărcare este mare (tuburi largi), luminozitatea coloanei pozitive este destul de slabă (coloana pozitivă întunecată), iar când diametrul tubului de descărcare scade (tuburi înguste), luminozitatea coloanei pozitive crește mult.

Lămpile spectrale utilizate în spectroscopie au tubul de descărcare îngustat mult (tub capilar, tub Geissler) în regiunea coloanei pozitive, astfel încât aceasta să fie mult mai luminoasă decât restul descărcării.

Explicația calitativă a formării coloanei pozitive este în continuarea argumentației făcute în lucrarea „Studiul descărcării luminescente”. Câmpul electric în plasma luminii negative are valori foarte mici datorită conductivității electrice bune a acestei plume și difuziei ambipolare axiale. Ca urmare, electronii lenți care au rezultat din ionizări și excitări sunt

acclerați mai puțin spre anod, fapt care duce la formarea spre anod a unei regiuni cu puține excitări și ionizări, spațiul întunecos Faraday. Datorită difuziei ambipolare mici, în această regiune câmpul electric este foarte slab, el putând să aibă chiar valori negative. Intensitatea câmpului electric în acest caz este orientată spre anod astfel încât acesta frânează electronii spre acest electrod.

Pe măsură ce avansăm în spațiul întunecos Faraday, concentrația purtătorilor de sarcină scade. Această scădere este determinată, în primul rând de difuzia ambipolară spre pereții tubului de descărcare. În condiții de staționaritate, pe suprafața tubului de descărcare vor cădea același număr de electroni și ioni în unitatea de timp. Pe suprafața tubului de descărcare, electronii și ionii se recombina. Pentru a menține continuitatea curentului electric, spre anod câmpul electric crește din nou dând naștere la o nouă regiune luminoasă a descărcării, coloana pozitivă.

Curentul electric în coloana pozitivă este asigurat de driftul electronilor sub acțiunea câmpului electric axial a cărui intensitate are valori de ordinul câtorva V/cm. Valoarea intensității câmpului electric crește odată cu presiunea gazului și cu micșorarea razei tubului de descărcare. Plasma coloanei pozitive este menținută în stare de staționaritate datorită ciocnirilor inelastice de ionizare dintre electroni și atomii gazului de lucru. Din acest motiv caracterizarea electronilor este esențială pentru descrierea acestei plume. Măsurători efectuate cu sonda Langmuir, ca și rezultatele analitice și numerice bazate pe rezolvarea ecuației cinetice a electronilor, au arătat că funcția de distribuție după energia cinetică a electronilor coloanei pozitive este apropiată de funcția de distribuție Maxwell, cu deosebirea că în regiunea energiilor înalte există un număr mai mic de electroni. Din acest motiv nu se poate vorbi de o temperatură a electronilor, ei fiind departe de

echilibrul termodinamic. Forma funcției de distribuție a electronilor după energii în coloana pozitivă se numește funcție de distribuție Druyvensteyn.

Densitatea plasmei scade în direcția radială din centru, unde are valoarea maximă, spre peretele tubului de descărcare, unde adesea este considerată nulă. Distribuția radială a parametrilor plasmei este determinată la presiuni relativ mari (de ordinul torrului) de teoria de difuzie ambipolară a lui Schotky, iar la presiuni mici (mai mici decât 10^{-3} torr) de teoria căderii libere a lui Langmuir. Dacă în primul caz mișcarea radială a particulelor este controlată de difuzia ambipolară, în cel de al doilea caz ciocnirile sunt neglijabile, particulele mișcându-se doar sub acțiunea câmpului electric radial a cărui intensitate electrică este determinată de ecuația Poisson.

Conform teoriei lui Schotky, electronii mult mai mobili decât ionii migrează mai repede spre peretele tubului de descărcare. Datorită sosirii electronilor pe suprafața tubului, acesta se încarcă negativ. Sarcina negativă astfel formată creează un câmp electric ce frânează noii electroni ce se îndreaptă spre perete și accelerează ionii pozitivi spre acesta. Cum am mai spus, electronii și ionii ce sosesc pe suprafața tubului se recombina. În regim staționar, numărul electronilor ce sosesc pe suprafața interioară a tubului de descărcare în unitatea de timp este egal cu numărul ionilor ce sosesc în unitatea de timp pe aceeași suprafață.

Spre pereții tubului de descărcare se îndreaptă curenții electronici și ionici dați de relațiile:

$$j_e = -eD_e \frac{dn_e}{dr} - en_e \mu_e E_r$$

$$j_i = -eD_i \frac{dn_i}{dr} + en_i \mu_i E_r$$

unde: D_e , D_i sunt coeficienții de difuzie pentru electroni și ioni iar μ_e și μ_i sunt mobilitățile electronilor și ionilor. În coloana pozitivă în regim staționar sunt îndeplinite condițiile:

$$n_e = n_i \text{ și } j_e = j_i$$

Făcând calculele rezultă:

$$j = -e D_a \frac{dn}{dr}$$

unde:

$$D_a = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}$$

este coeficientul de difuziune ambipolară.

Ecuția de continuitate pentru purtătorii de sarcină, scrisă în coordonate cilindrice este:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rj) = e v_i n$$

unde v_i este frecvența ciocnirilor ionizante produse de un electron.

Dacă D_a și v_i sunt constante, atunci:

$$e \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} (-r D_a \frac{dn}{dr}) = e v_i n$$

devine:

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{v_i}{D_a} n = 0$$

Această ecuație este o ecuație de tip Bessel. Soluția ei este:

$$n(r) = n_0 J_0(2,405 \frac{r}{R})$$

unde $J_0(x)$ este funcția Bessel.

Distribuția radială a câmpului electric se obține prin eliminarea curenților electronici și ionici, obținându-se în final:

$$E_r = -\frac{D_e - D_i}{n(\mu_e + \mu_i)} \frac{dn}{dr}$$

În interiorul plasmei coeficienții de difuziune și mobilitate ai electronilor sunt mult mai mari decât cei ai ionilor astfel încât putem scrie ecuația simplificată:

$$E_r = -\frac{D_e}{n\mu_e} \frac{dn}{dr}$$

Dacă distribuția după viteze a electronilor nu este mult diferită de cea maxwelliană, se poate folosi ecuația Einstein-Townsend:

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT_e}{e}$$

rezultând, în final:

$$E_r = -\frac{kT_e}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dr}$$

Din relația de variație a concentrației purtătorilor de sarcină în lungul razei tubului de descărcare se constată că scăderea acesteia este cu atât mai rapidă cu cât raza tubului de descărcare este mai mică. Scăderea rapidă a concentrației radiale a purtătorilor de sarcină pentru raze mici ale tubului de descărcare duce la apariția unui câmp electric radial intens fapt ce face ca difuzia ambipolară să fie mare pentru tuburile cu diametru interior mic. Pentru a se putea compensa pierderile de purtători de sarcină prin difuziune ambipolară, câmpul electric axial trebuie să crească odată cu micșorarea diametrului tubului de descărcare. Acest lucru se constată și experimental. Deoarece, odată cu creșterea presiunii gazului temperatura electronilor scade, ca efect al ciocnirilor elastice electron-atom, intensitatea câmpului

electric radial scade pe măsură ce presiunea gazului de lucru crește. Această scădere a intensității câmpului duce la micșorarea pierderilor prin difuziune ambipolară ceea ce face ca intensitatea câmpului electric axial să scadă. Verificarea acestei concluzii teoretice este unul din scopurile acestei lucrări.

3. Dispozitivul experimental

Dispozitivul experimental utilizat în această lucrare este format din tubul de descărcare T din sticlă, în interiorul căruia se găsesc doi electrozi, catodul C și anodul A mobil.

Anodul A este legat printr-o legătură elastică cu un electrod de wolfram ce asigură trecerea prin sticla tubului. Deplasarea anodului se face din exterior cu ajutorul unui magnet.

Tubul de descărcare este racordat la o instalație de obținere și măsurare a vidului.

Tubul de descărcare și schema electrică sunt prezentate în figura 1.

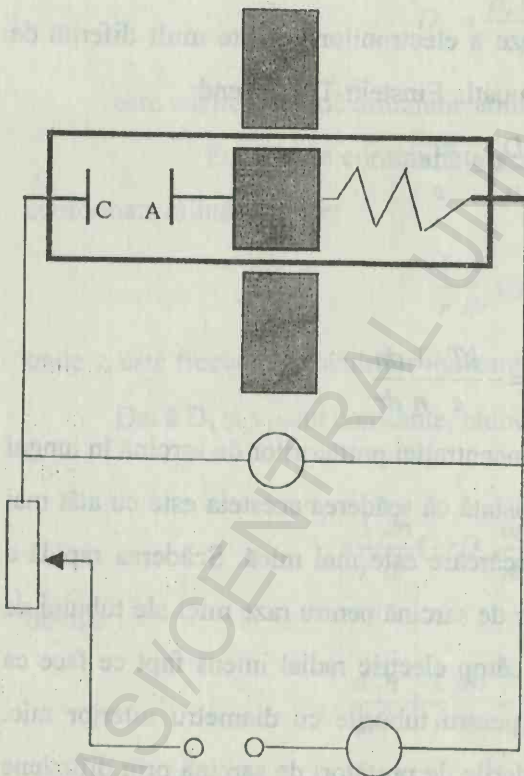


Fig. 1

4. Modul de lucru

1. Pregătirea instalației pentru efectuarea experimentului se face așa cum s-a precizat în lucrarea „Tehnica Vidului”.

2. În această lucrare, pentru determinarea gradientului longitudinal al coloanei pozitive se folosește metoda măsurării tensiunii de ardere la curent constant pentru diferite distanțe dintre catod și anod. Se realizează o anumită presiune în tubul de descărcare (de ordinul 0,1 torr) și se deplasează anodul la distanța minimă de catod.

2. Se aprinde descărcarea la presiunea obținută.

3. Se citește la voltmetru tensiunea de ardere V_1 pentru distanța anod-catod z_1 precum și intensitatea curentului I , la miliampermetru.

4. Se deplasează anodul în poziția z_2 (câțiva milimetrii față de poziția z_1), se aduce curentul de descărcare la valoarea inițială.

5. Se citește valoarea V_2 a tensiunii de ardere.

6. Se repetă aceste operații pentru toată distanța z disponibilă și pentru mai multe valori I , I' , ale curentului de descărcare.

7. Datele experimentale se trec în următorul tabel:

P[torr]	I	Z[mm]											
		V[V]											
	I'	Z[mm]											
		V[V]											
	I''	Z[mm]											
		V[V]											

8. Cu ajutorul datelor obținute, se trasează grafic dependența $V=V(z)$ și se calculează $E=dV/dz$ (V/m) care va da o valoare medie. Se reprezintă grafic $E=f(I)$.

9. Se repetă operațiile de la punctul precedent pentru mai multe presiuni.

6. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota:

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

DETERMINAREA GRADIENTULUI LONGITUDINAL AL COLOANEI POZITIVE

Observații generale:

1. Ce reprezintă coloana pozitivă a unei descărcări luminescente?

.....

.....

.....

2. Cum variază lungimea coloanei pozitive cu presiunea și cu distanța dintre electrozi?

.....

.....

.....

3. Cum variază luminozitatea coloanei pozitive cu diametrul tubului de descărcare?

.....

.....

.....

4. Ce rol are gradientul de potențial al coloanei pozitive?

5. Cum variază gradientul coloanei pozitive în funcție de intensitatea curentului de descărcare? Explicați de ce.

Rezultate experimentale

1. Tabelele cu rezultatele experimentale

P[torr]	I	Z[mm]											
		V[V]											
	I'	Z[mm]											
		V[V]											
	I''	Z[mm]											
		V[V]											

P[torr]	I	Z[mm]											
		V[V]											
	I'	Z[mm]											
		V[V]											
	I''	Z[mm]											
		V[V]											

2. Graficele experimentale $V=V(z)$ și $E=f(I)$.

ARCUL ELECTRIC

1. Scopul lucrării

Se urmărește producerea unei descărcări electrice în arc la presiune ridicată (atmosferică), vizualizarea aspectului acestei descărcări precum și ridicarea caracteristicii volt-amperice a acestuia în curent continuu.

2. Considerații teoretice

Datorită diversității descărcărilor electrice ce au primit denumirea de arc electric, astăzi nu există o definiție clară a acestui tip de descărcare. Primele descărcări electrice în arc au fost efectuate între electrozi metalici sau de cărbune la presiune atmosferică. În cazul unei astfel de descărcări, atunci când electrozii sunt orizontali, datorită curenților de aer, coloana luminiscentă a descărcării capătă forma literei U răsturnată cu capul în jos, amintind de forma pe care o ia o lamelă elastică supusă unor forțe de comprimare. Din acest motiv această descărcare a primit denumirea de arc electric. Astăzi această denumire este aplicată unui număr mare de descărcări în curent continuu sau alternativ (de joasă frecvență sau de radiofrecvență), de joasă presiune sau de înaltă presiune, cu catodul încălzit de către descărcare sau cu catodul încălzit din exterior, etc.

În marea majoritate a cazurilor în care se folosește noțiunea de arc electric, descărcarea respectivă este caracterizată de următoarele proprietăți:

- 1) densități de curent mari (până la 10^2 A/cm^2 , mult mai mari decât în cazul descărcării luminiscente normale);
- 2) cădere de potențial catodică mică (3-10 V, mult mai mică decât în cazul descărcării luminiscente normale, 200-300V);

- 3) caracteristică volt-amperică cu pantă negativă;
- 4) luminozitatea arcului mult mai mare decât în cazul descărcării luminescente.

Toate aceste condiții sunt satisfăcute de multe din descărcările numite generic „arc electric”. Sunt alte descărcări, denumite la fel, dar care satisfac numai o parte din aceste criterii.

S-a constatat că, pentru o categorie largă de descărcări în arc, numite și descărcări în arc normale, emisiile de electroni din catod se face majoritar prin altfel de procese decât în cazul descărcării luminescente. Aceste mecanisme sunt fie emisiile termoelectronice (de aceea arcul electric se mai numește și arc cu catod fierbinte) sau prin emisii autoelectronice (arcul de acest fel numindu-se arc cu catod rece).

Deoarece densitatea de curent în arcul electric este foarte mare, în regiunea în care ionii bombardează catodul, se produce o degajare mare de căldură. Deoarece transferul energiei termice către restul conductorului sau spre atmosferă este cu o viteză limitată, apare o supraîncălzire a acestei regiuni (această zonă apărând sub forma unei pete intens emițătoare de lumină ce i s-a dat denumirea de pată catodică). Corpurile solide au proprietatea că, atunci când temperatura lor este suficient de mare, din ele sunt emiși electroni (acest fenomen se numește emisie termoelectronică). Conturul petei catodice este net. Acest lucru se explică prin faptul că energia termică radiată este proporțională cu puterea a patra a temperaturii, în timp ce densitatea curentului emisiei termoelectronice (conform legii lui Richardson) este o funcție exponențială de temperatură. De aceea, în cazul unei descreșteri relativ lente a temperaturii, pe măsură ce ne îndepărtăm de centru petei catodice, avem o scădere rapidă atât a radiației luminoase, cât și a emisiei termoelectronice. Deoarece emisiile termoelectronice asigură un mare număr de electroni, contribuția căderii catodice de potențial scade pe

măsură ce arcul electric se dezvoltă. Aceasta explică de ce arcul electric funcționează la tensiuni mult mai mici decât descărcarea luminiscentă.

În imediata vecinătate a catodului se găsește partea descărcării corespunzătoare luminii negative. Această porțiune se numește egretă negativă sau catodică. Între egreta negativă și coloana pozitivă se găsește, în cazul unui arc de joasă presiune, o regiune analoagă cu spațiul întunecos Faraday din cazul descărcării luminiscente. În arcul electric ce se produce în atmosferă apar și o serie de aureole. Analiza spectrală a acestora indică prezența în aceste aureole a unor produși chimici și constituenți ai aerului (CN și alții). La suprafața anodului, în cazul arcurilor de mare intensitate, se formează un crater ca urmare a expulzării materialului acestuia în arcul electric sub formă de ioni pozitivi. Aceștia se pot depune pe suprafața catodului.

Pe măsură ce intensitatea curentului electric crește, emisia termoelectronică din catod devine tot mai intensă. Mărirea emisiei termoelectronice face ca prezența căderii catodice să fie din ce în ce mai puțin necesară. Acest fapt duce la scăderea căderii de potențial de pe arcul electric. În felul acesta se explică, într-un mod cu totul calitativ, panta negativă a caracteristicii volt-amperice în arcul cu emisie termoelectronică.

Experimental s-a constatat că pot fi întreținute arcuri cu ajutorul emisiei termoelectronice numai dacă materialul din care este efectuat catodul are un punct de topire ridicat (cazul fierului, wolframului, carbonului și al altor materiale).

Dacă folosim pentru confecționarea catodului materiale cu punct de topire scăzut (aluminiiu, cupru, mercur sau altele cu aceeași proprietate) se constată că arcul electric poate funcționa și la temperaturi ale catodului suficient de mici astfel încât emisia termoelectronică să fie neglijabilă. Pentru explicarea funcționării unui astfel de arc s-a impus necesitatea unei

altfel de explicații. Explicația curentă a arcului cu catod rece este așa numitul fenomen de emisie autoelectronică (numită uneori și emisie de câmp).

Emisia de câmp apare ca efect al acțiunii câmpului electric intens la

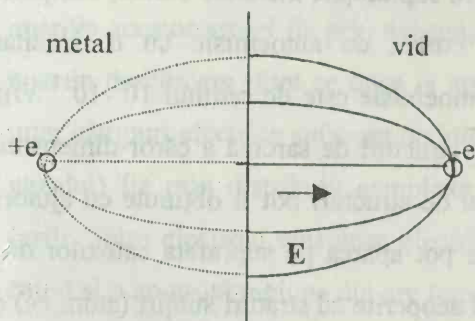


Fig. 1

atracție electrostatică dintre electronul emis și sarcina electrică indusă în metal de către acesta (figura 1). În urma interacțiunii dintre electron și imaginea sa, electronul capătă o energie potențială. Graficul acestei energii

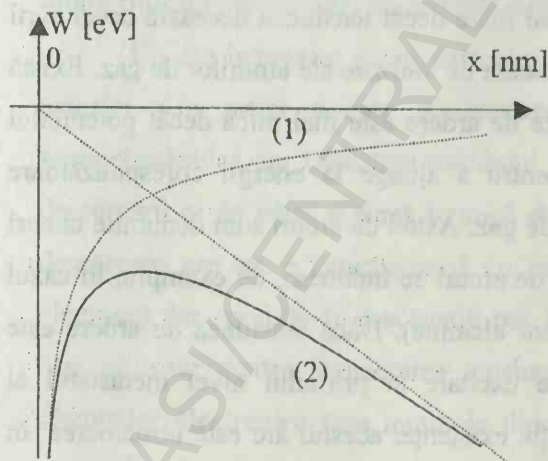


Fig. 2

se modifică, energia potențială tinzând asimptotic la dreapta $W_p = -Ex$ (curba 2 din figura 2).

nivelul suprafeței catodului. În condițiile absenței câmpului electric la suprafața catodului forma barierei de potențial la interfața metal-vid sau metal-plasmă este determinată de forța de

potențiale tinde asimptotic spre zero în condițiile absenței câmpului electric extern la suprafața metalului (curba 1 din figura 2). Dacă în regiunea catodului acționează un câmp electric extern ale cărui linii sunt normale pe suprafața metalului atunci forma barierei de potențial

Modificarea formei barierei de potențial duce la două efecte: 1) o scădere a barierei de potențial, astfel încât vor exista mai mulți electroni cu energie mai mare decât înălțimea ei, și 2) micșorarea grosimii barierei de potențial, astfel încât crește probabilitatea de tunelare a acestora de către electronii care au energii mici. Pentru suprafețele metalice curate, câmpurile electrice necesare obținerii unui curent de autoemisie cu o densitate comparabilă cu a curentului de termoemisie este de ordinul 10^9 - 10^{11} V/m. Astfel de câmpuri electrice implică structuri de sarcină a căror dimensiune este de ordinul nanometrilor. Astfel de structuri pot fi obținute cu ajutorul nanotehnologiilor. Câmpuri intense pot apărea pe suprafața catodilor dacă porțiuni ale suprafeței acestora sunt acoperite cu straturi subțiri (atomice) de oxizi. Aceste straturi pot să se încarce cu sarcini electrice datorită ionilor pozitivi care bombardează catodul și să genereze la suprafața catodului câmpuri electrice foarte intense care să producă local emisia autoelectronică.

Arcurile electrice prezentate mai sus sunt tipuri normale de arc în care tensiunea de ardere este mai mare decât tensiunea necesară accelerării electronilor pentru a produce procese de ionizare ale atomilor de gaz. Există arcuri electrice în care tensiunea de ardere este mai mică decât potențialul electric necesar electronilor pentru a ajunge la energii corespunzătoare energiei de ionizare a atomilor de gaz. Astfel de arcuri sunt denumite uneori arcuri de joasă tensiune (astfel de arcuri se întâlnesc, de exemplu, în cazul descărcărilor în vaporii metalelor alcaline). Dacă tensiunea de ardere este mai mare decât potențialul de excitație al primului nivel metastabil al atomilor gazului atunci explicația existenței acestui arc este următoarea: în condițiile densităților de curent foarte mari specifice arcului electric probabilitatea ca un atom aflat pe nivelul metastabil să fie lovit de un nou electron pentru a fi ionizat este mare. Apare astfel o ionizare în trepte a atomilor de gaz fapt ce duce la posibilitatea de funcționare a arcului sub

tensiunile necesare ridicării energiei electronilor până la energia de ionizare din starea fundamentală a atomilor de gaz.

S-au realizat arcuri de joasă tensiune în care tensiunea de ardere este mai mică decât tensiunea de excitare a primului nivel metastabil (de obicei astfel de arcuri sunt numite arcuri de joasă tensiune anormale). Se explică apariția acestor arcuri fie prin existența unor oscilații de înaltă frecvență ce apar în descărcare (fapt ce duce la apariția pe anumite intervale de timp a unor câmpuri electrice suficient de intense pentru a putea produce ionizările gazului) fie prin distribuții complexe ale câmpului electric între electrozi (astfel între electrozi tensiunea electrică poate să fie foarte joasă dar între catod și o anumită regiune din arc tensiunea să fie mai mare decât tensiunea de ionizare a atomilor gazului).

Arcul electric nu funcționează neapărat la tensiuni de ardere foarte joase. Există cazuri în care tensiunea de ardere este de ordinul kilovolților (de exemplu în cazul arcurilor cu catodi din materiale cu temperaturi de topire ridicate răcite intens cu ajutorul curenților de apă).

Un caz interesant de arc este așa numitul arc cu catodul încălzit din exterior. Un astfel de arc se bazează tot pe fenomenul de emisie termoelectronică dar încălzirea catodului nu este realizată de către curentul descărcării ci de către o sursă termică din exteriorul acesteia. O astfel de descărcare are tot o caracteristică cu pantă negativă (specifică arcurilor electrice) dar curenții de descărcare pot fi foarte mici. Astfel de arcuri au fost utilizate pentru stabilizarea tensiunilor pe diferite componente ale circuitelor electronice (așa numitele diode cu gaz sau ignitroane) sau ca surse electrice ce pot converti direct energia termică în energie electrică (diodele cu catod încălzit din exterior ce folosesc drept gaz de lucru vapori metalelor alcaline, în special Cs).

Având panta caracteristicii volt-amperice negativă ($dV/dI < 0$) descărcarea în arc este instabilă. Să presupunem că arcul electric este alimentat de către o sursă cu tensiunea electromotoare E înseriată cu un rezistor de rezistență R . Tensiunea la bornele arcului electric V precum și intensitatea curentului electric I satisfac sistemul de ecuații:

$$\begin{aligned} E &= V + RI \\ V &= V(I) \end{aligned} \quad (1)$$

Unde $V(I)$ este caracteristica volt-amperică a arcului electric. Acest sistem poate avea două soluții (conform figurii 3). Să presupunem că sistemul suferă o mică perturbare a tensiunii de pe electrozi: $\delta V = (dV/dI)\delta I$ ca urmare a unei mici variații a intensității curentului electric. Variația intensității curentului electric generează o tensiune electromotoare autoindusă $\delta E = -L d(\delta I)/dt$. În aceste condiții prima ecuație din sistemul (1) se rescrie

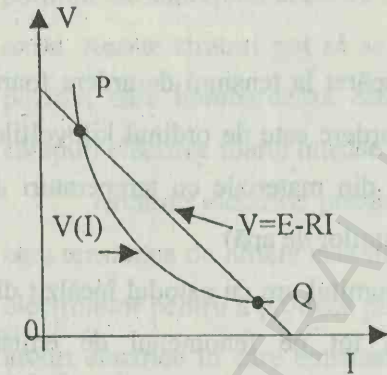


Fig. 3

astfel:

$$E + \delta E = V + \delta V + R(I + \delta I)$$

Făcând diferența dintre ecuația inițială și cea perturbată se obține:

$$L \frac{d}{dt}(\delta I) = -\left(R + \frac{dV}{dI}\right)\delta I$$

Soluția acestei ecuații este:

$$\delta I = (\delta I)_0 \exp\left[-\frac{1}{L}\left(R + \frac{dV}{dI}\right)t\right] \quad (2)$$

Pentru ca punctul de funcționare de pe caracteristica volt-amperică să fie stabil trebuie ca perturbația inițială a curentului electric $(\delta I)_0$ să scadă în timp. Acest lucru se obține dacă este îndeplinită condiția:

$$R + \frac{dV}{dI} > 0 \quad (3)$$

Condiția (3) este cunoscută ca fiind condiția de stabilitate Kaufmann. Fizic aceasta înseamnă că panta drepte de sarcină trebuie să fie mai mare decât panta caracteristicii în punctul de intersecție a celor două grafice, pentru ca punctul de funcționare să fie stabil. În figura 3, punctul Q este stabil iar punctul P este instabil astfel încât, din cele două puncte de funcționare, sistemul se va afla practic numai în punctul Q.

3. Dispozitivul experimental

În lucrarea de față se studiază arcul electric de curent continuu la

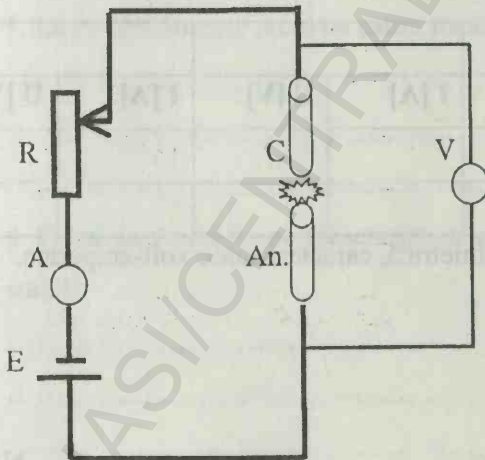


Fig. 4

presiune atmosferică.

Schema dispozitivului experimental este prezentată în figura 4.

Acul este obținut între doi electrozi de cărbune așezați vertical. Sursa de tensiune continuă asigură o tensiune la ieșire de 24V. Pentru stabilirea curentului de ardere, sursa este înseriată cu un rezistor de rezistență

reglabilă (un reostat) care poate rezista la valori de maximum 20 A ale

curentului. Curentul și tensiunea se citesc cu ajutorul unor instrumente de curent continuu.

4. Modul de lucru

Principalele etape în efectuarea experimentului sunt următoarele:

1. se realizează montajul experimental;
2. se stabilește valoarea minimă a rezistenței reostatului;
3. se alimentează sursa de tensiune;
4. se apropie cei doi electrozi până fac contact;
5. se îndepărtează ușor electrozii la o distanță de câțiva milimetri;
6. se modifică valoarea rezistenței reostatului și se citesc, pentru fiecare valoare a rezistenței, tensiunea de pe arc și curentul ce trece prin circuit;
7. se repetă experimentul pentru trei valori ale distanței dintre electrozi.
8. datele experimentale se trec într-un tabel de forma:

D[mm]						
Nr. crt.	I [A]	U [V]	I [A]	U [V]	I [A]	U [V]

9. se reprezintă, pe hârtie milimetrică, caracteristicile volt-ampere.

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:
ARCUL ELECTRIC

Observații generale:

1. Care sunt condițiile, în general acceptate, pentru ca o descărcare electrică să fie numită arc electric?

.....

.....

.....

2. Prin ce se deosebește emisia electronică din catodul unui arc electric normal de emisia electronică din catodul unei descărcări luminescente?

.....

.....

.....

3. La ce se folosește arcul cu catod încălzit din exterior?

.....

.....

.....

4. Când un punct de pe caracteristica volt-amperică a unui arc electric este stabil?

.....

.....

.....

Rezultate experimentale.

1. Tabelul cu rezultatele experimentale

D[mm]						
Nr. crt.	I [A]	U [V]	I [A]	U [V]	I [A]	U [V]

2. Graficul experimental $V=f(I)$.

EFFECTUL CATODULUI CAVITAR

1. Scopul lucrării

Se urmărește punerea în evidență a efectului catodului cavitatar, determinarea domeniilor de apariție a acestui efect pe caracteristicile V-I și I-p precum și influența naturii materialului catodului asupra caracteristicii V-I în domeniul de existență a efectului.

2. Considerații teoretice

Să considerăm o descărcare electrică luminiscentă în curent continuu în care catodul are o construcție specială: două plăci metalice plan paralele aflate la același potențial. O astfel de descărcare poartă denumirea de descărcare electrică luminiscentă cu catod dublu. Să presupunem că inițial cele două plăci metalice sunt la o distanță suficient de mare astfel încât atunci când descărcarea electrică este în regim de descărcare luminiscentă anormală cele două plasmă luminiscente ale luminilor negative sunt separate. Dacă se micșorează continuu distanța dintre plăci, menținând tensiunea de ardere, se constată că atunci când cele două lumini negative fuzionează în una singură intensitatea curentului de ardere crește foarte mult. Acest efect a fost obținut și pentru alte geometrii ale catodului cu condiția ca acesta să prezinte suprafețe opuse. Din acest motiv efectul a primit denumirea de efect al catodului cavitatar (E.C.C.).

Descărcările cu catod cavitatar prezintă un interes deosebit prin particularitatea manifestării lor atunci când este satisfăcută o anumită

corelare între parametrii descărcării. Această manifestare, cunoscută ca E.C.C., duce la deosebiri esențiale între descărcările cu catod concav și cele luminescente obișnuite, cum ar fi: amplificări ale curentului de descărcare și ale radiației emise de plasmă, tensiuni de ardere relativ scăzute, rezistențe de descărcare mici, caracteristici I-P și I-d (d-distanța dintre catozi sau diametru catodului) nemonotone (de cele mai multe ori cu un maxim pronunțat), densități mari ale purtătorilor de sarcină, grosime redusă a spațiului căderii catodice, gradienti mici de potențial în plasmă, variate tipuri de oscilații, unde și instabilități.

Astfel, prin E.C.C. se înțelege ansamblul de procese specifice descărcărilor cu catod cavitat care, în anumite condiții de lucru, determină particularități funcționale ale descărcărilor și proprietăți ale regiunilor catodice ce le deosebesc de descărcările cu electrozi plani ce funcționează în aceleași condiții. Rezultă de aici că geometria cavitată a catodului nu implică totdeauna și prezența E.C.C.-ului, ci, pentru ca acesta să se manifeste, este necesară existența unui domeniu critic de valori pentru parametrii descărcării (presiune, distanță intercatodică, tensiune de descărcare).

Printre procesele care stau la baza efectului catodului cavitat au fost luat în considerare, cu diverse ponderi, următoarele:

- Oscilația sau pendularea electronilor primari între suprafețele catodice opuse (efectul de „capcană electrostatică” pentru electronii primari) face ca aceștia să-și piardă întreaga energie prin ciocniri neelastice cu atomii gazului într-un spațiu mult mai redus, ceea ce duce la creșterea ionizărilor și excitărilor din plasmă;
- Mărirea unghiului de incidență a fotonilor pe catod (efectul de „capcană geometrică”), în condițiile în care plasma se află într-o cavitare semiînchisă, determină o creștere a numărului de electroni

emiși de catod (aceiași efect se produce și pentru atomii rapizi sau metastabili, dacă aceștia există în plasmă);

Creșterea vitezei ionilor la catod (în stratul catodic îngustat aceștia suferă mai puține ciocniri cu transfer de sarcină), precum și a concentrației de ioni ce provin din plasma cu densitate sporită, produc o creștere a curentului de ioni la catod și, prin aceasta, a curentului de descărcare;

Pulverizarea catodică mărită în catodul cavitat modifică compoziția gazului al cărui potențial de ionizare se micșorează și a cărui radiație se intensifică, ceea ce determină o creștere a densității plasmă și a curentului de fotoelectroni la catod;

Fasciculele opuse de electroni rapizi ce ies din căderea catodică sunt capabile, în anumite condiții, să genereze în plasma luminii negative o undă cu viteză de fază aproximativ egală cu viteza medie a electronilor (instabilitatea „fascicul-plasmă”). Întrucât o parte din electronii rapizi își cheltuiesc energia pentru excitarea undei, iar electronii lenți din plasmă câștigă energie de la undă (electronii „trapați”), are loc o modificare a funcției de distribuție a electronilor, în sensul aplatizării ei în domeniul de rezonanță al interacției fascicul-plasmă. O astfel de modificare a funcției de distribuție la rezonanță atrage după sine îmbogățirea plasmă cu electroni capabili să producă excitări și ionizări.

Analiza cantitativă a fenomenului efectului cavitat este complexă și încă nu este pe deplin elucidată. Prezintă în continuare o abordare teoretică ce are ca scop justificarea dependenței I-p descoperite experimental pentru catodul cavitat în regim de E.C.C.. Vom porni analiza de la constatarea experimentală că descărcarea electrică cu catod cavitat în regim de E.C.C. este un caz particular de descărcare

luminiscentă anormală. În descărcarea electrică cu catod plan în regim de descărcare luminiscentă anormală, în cazul în care se neglijează ciocnirile dintre ioni și atomii gazului în regiunea căderii catodice, se poate demonstra că densitatea de curent respectă așa numita lege 3/2:

$$j = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_c^{3/2}}{l_c^2}$$

În cazul în care descărcare electrică are loc în gaze inerte, cel mai important proces de ciocnire care determină viteza ionilor este transferul rezonant de sarcină. În acest caz, se poate arăta că viteza de drift a ionilor este:

$$v_i = \sqrt{\frac{2ekT_g}{\pi m_i \sigma_{rez}}} \left(\frac{E}{p}\right)^{1/2},$$

unde T_g este temperatura gazului de lucru, iar σ_{rez} este secțiunea eficace de transfer rezonant de sarcină. În aceste condiții ecuația Poisson se scrie sub forma:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{j}{\varepsilon_0 \sqrt{2ekT_g / p\pi m_i \sigma_{rez}}} \left(\frac{dV}{dx}\right)^{1/2}$$

Integrând această ecuație pe lungimea căderii catodice, l_c , cu condiția ca intensitatea câmpului electric să fie nulă la marginea căderii catodice, se obține următoarea expresie pentru densitatea de curent electric:

$$\frac{j}{p^2} = \left(\frac{10}{9}\right)^{3/2} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{3ekT_g}{\pi m_i \sigma_{rez}}} \frac{U_c^{3/2}}{(pl_c)^{5/2}} \quad (1)$$

Se constată că și în acest caz este respectată legea 3/2 dar, datorită faptului că ciocnirile cu transfer de sarcină au un rol important în stabilirea distribuției de sarcină, intervine și presiunea gazului ca parametru macroscopic important.

Experimental se constată că, la o valoare constantă a lui U_c , produsul pl_c este constant. Aceasta înseamnă că la o scădere a presiunii are loc o creștere a lungimii regiunii de sarcină spațială din fața catodului și, ca o consecință, o scădere a densității de curent conform legii:

$$\frac{j}{p^2} = \text{const.} \quad (2)$$

Această lege se verifică bine în descărcările electrice luminiscente anormale în gazele inerte.

Dacă distanța dintre cei doi catozi plani este suficient de mică, luminile negative ale celor două descărcări se suprapun astfel încât se formează o singură lumină negativă. Acțiunea cuplată a efectului de capcană electrostatică și capcană geometrică face ca în regim de E.C.C. lungimea căderii catodice să rămână constantă chiar și atunci când presiunea scade, $l_c = \text{const.}$ În aceste condiții relația (1) conduce la o dependență a densității de curent de presiune de forma:

$$jp^{1/2} = \text{const.} \quad (3)$$

Rezultă că, odată ce descărcarea trece în regim de E.C.C., prin micșorarea presiunii, se obține o creștere a densității curentului electric de descărcare, în contrast cu descărcarea electrică cu catod simplu. Firește, la presiuni foarte mici această lege nu se mai respectă, deoarece drumul liber mediu al electronilor devine mai mare decât distanța intercatodică și descărcarea se întrerupe.

3. Dispozitivul experimental

Dispozitivul experimental folosit în această lucrare este prezentat schematic în figura 1. Se constată că tubul de descărcare conține doi catozi cilindrici cu aceleași dimensiuni. Unul din catozi este realizat din inox

puternic aliat iar celălalt este realizat din bronz. Între cei doi catozi este

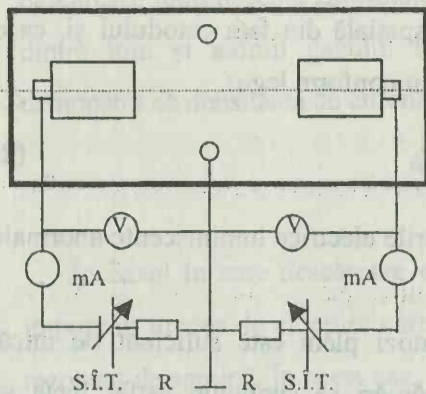


Fig.1

amplasat un anod inelar din wolfram. Pentru ca descărcarea electrică să se facă numai pe partea interioară a catozilor, aceștia sunt acoperiți cu piese cilindrice din sticlă.

Pentru a se putea citi diferitele presiuni, dispozitivul experimental este prevăzut cu un manometru cu ulei de difuzie. Se cunoaște că

1mm coloană de ulei reprezintă $6,4 \cdot 10^{-2}$ torr.

4. Modul de lucru

1. Pregătirea instalației pentru efectuarea experimentului se face așa cum s-a precizat în lucrarea „Tehnica Vidului”;
2. Se stabilește o presiune a gazului din tubul de descărcare de circa 1 torr;
3. Se realizează circuitul electric pentru catodul din dreapta;
4. Se urmărește forma și poziția luminii negative înainte și după stabilirea efectului catodului cavităar;
5. Se crește continuu curentul de descărcare iar valorile tensiunii dintre catod și anod precum și valoarea intensității curentului electric se trec în următorul tabel:

8. Se repetă aceleași operații pentru electrodul din stânga;
9. Se reprezintă, pe hârtie milimetrică, rezultatele experimentale.

6. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota:

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

EFETUL CATODULUI CAVITAR

Observații generale:

1. Care sunt principalele efecte ce însoțesc apariția E.C.C.-ului?

.....

.....

.....

2. Care sunt principalele cauze ale producerii E.C.C.-ului?

.....

.....

.....

3. Ce deosebire există între dependența de presiune a curentului de descărcare în cazul descărcării luminiscente anormale de aceeași dependență în cazul descărcării în regim de E.C.C.?

.....

.....

.....

4. Ce constatați că se întâmplă cu lumina negativă atunci când se trece de la descărcarea luminiscentă înaintea producerii E.C.C.-ului și după instalarea acestuia? Este aceasta în concordanță cu considerațiile teoretice anterioare? De ce?
-
-
-

5. De ce credeți că pentru cei doi catozi, cu aceeași geometrie, la aceeași tensiune de ardere și aceeași presiune a gazului de lucru curenții de descărcare nu sunt egali?
-
-
-

Rezultate experimentale

1. Tabelul cu caracteristicile V-I

P [torr]														
Catod de oțel	I [mA]													
	U [V]													
Catod de bronz	I [mA]													
	U [V]													

2. Tabelul cu caracteristicile I-p

SURSE DE ELECTRONI CU PLASMĂ

1. Scopul lucrării

Lucrarea are drept scop familiarizarea studenților cu metodele moderne de prelucrare a materialelor cu ajutorul fasciculelor de electroni produse de descărcările electrice în gaze. Se urmărește evidențierea principiului constructiv al acestor instalații cu ajutorul unui stand experimental ce folosește o descărcare electrică cu catod cavitat.

2. Considerații teoretice

2.1 Introducere

Descărcările electrice luminescente de înaltă tensiune, descărcări ce funcționează la presiuni relativ scăzute (10^{-3} - 10^{-1} torr) și tensiuni ridicate (1-150 KV) au stârnit un viu interes în ultimele decenii, datorită multiplelor lor aplicații industriale în domeniile tratamentelor termice și termochimice, topirii-turnării, sudurii, creșterii de monocristale, etc.

Proprietatea lor remarcabilă care le-a conferit consacrarea în lumea științei și tehnicii moderne este posibilitatea obținerii în aceste descărcări a unor fluxuri intense de electroni și ioni de mare energie. Eliberarea acestei energii în ținte solide produce modificări importante în structura și compoziția materialului țintei.

Primele încercări de realizare a încălzirii metalelor în fluxuri de electroni au fost efectuate de N. Crookes în anul 1879, care, folosind un catod semisferic a topit o placă de platină, situată în centrul de curbură.

Cu toate progresele înregistrate în domeniul cunoașterii și aplicațiilor descărcărilor luminescente, progrese care au impulsionat în mare măsură dezvoltarea ulterioară a fizicii, lucrările privind generarea fasciculelor intense de electroni au părăsit o vreme domeniul descărcărilor luminescente orientându-se spre domeniul electronicii în vid.

Principial demonstrată prin anii 1920, folosirea în scopuri tehnologice a fasciculelor de electroni emiși într-un tun electronic (10^{-6} - 10^{-5} torr), s-a extins odată cu progresele înregistrate în tehnica vidului, astfel încât în perioada anilor 1930-1950 noua metodă a cunoscut rapid utilizarea în domeniul tuburilor catodice, microscopelor electronice, dispozitivelor de sudură, tăiere, topire, etc.

În anii 1970, asistăm însă la o revenire spectaculoasă la ideile mai vechi, care preluate în contextul experimentelor tehnice ale epocii, deschid perspective cu totul noi tehnicilor bazate pe fluxuri intense de electroni de mare energie.

Această nouă direcție de cercetare și aplicații a apărut ca urmare a presiunii crescânde exercitate de necesitatea extinderii tehnologiilor pe bază de electroni din sfera restrânsă a laboratoarelor de cercetări spre marea aplicație industrială.

Astăzi, tehnica modernă, dezvoltată la scară industrială, necesită în numeroase cazuri tehnologii speciale de sudură, călire, topire, rafinare, creșteri de monocristale, evaporări, depuneri, etc., realizate cu utilaje simple, robuste, ușor de manipulat, de mare productivitate, cu un consum redus de energie, cu posibilități de admisie rapidă și frecventă a aerului în incintă. În aceste condiții, instalațiile generatoare de fluxuri de electroni cu vid înalt (10^{-6} - 10^{-5} torr) cu filament incandescent, complicate constructiv și funcțional, nu pot oferi principial soluții de interes larg aplicativ. Din acest motiv s-a constituit un nou domeniu de cercetări și aplicații, descărcarea

luminiscentă de înaltă tensiune și categoria de dispozitive denumită „surse de electroni cu plasmă” în care sunt generate fascicule de electroni rapizi, pe baza proprietăților descărcărilor luminiscente de înaltă tensiune.

2.2 Descărcări luminiscente de înaltă tensiune

Studiul descărcărilor luminiscente de înaltă tensiune, descărcări ce funcționează la presiuni relativ scăzute și tensiuni de ardere ridicate (1-150 KV) a cunoscut o puternică dezvoltare în ultimele decenii, în special datorită aplicațiilor lor de mare interes industrial. O tratare a lor unitară este greu de realizat, deoarece, acest domeniu cuprinde mai multe tipuri de descărcări cu proprietăți distincte, în care mecanismul descărcării este diferit.

Una din caracteristicile de bază, comună descărcărilor luminiscente de înaltă tensiune, indiferent de geometria catodului sau de parametrii descărcării, este generarea unui fascicul intens de electroni rapizi, practic monoenergetic, proprietate pe care se bazează utilizarea acestor descărcări în tehnologiile moderne. Deși caracterul de fascicul al electronilor primari catodici a fost remarcat și în cazul descărcării luminiscente obișnuite (cunoscutele experiențe cu razele catodice), el devine mult mai pronunțat pentru descărcările luminiscente de înaltă tensiune datorită ciocnirilor relativ rare pe care le suferă electronii primari accelerați la energii foarte mari în stratul căderii catodice (secțiunile eficace de ciocnire a electronilor scad cu creșterea energiei).

Din datele existente în literatură reiese că nu există o unanimitate de opinii printre specialiști în privința criteriilor adoptate pentru o clasificare a descărcărilor electrice de înaltă tensiune.

O încercare de clasificare a fost făcută de către Kiarfeld și colaboratorii săi pornind de la valoarea curentului de descărcare. Ei au studiat caracteristica curent-tensiune a unei descărcări între doi electrozi plani paraleli, pentru diferite valori ale presiunii gazului. În figura 1, în care

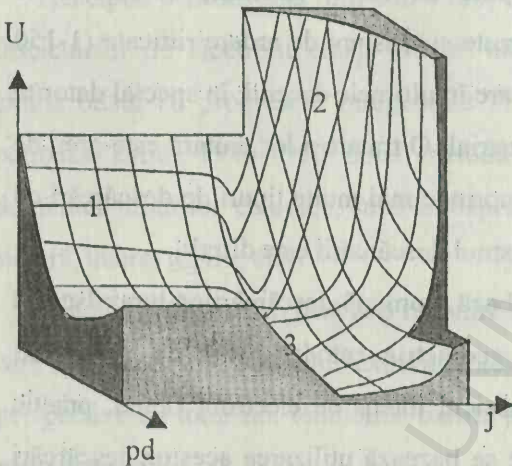


Fig.1

este reprezentată dependența tensiunii de curent și presiune, se observă existența a trei regiuni:

• Descărcarea luminiscentă simplă în care tensiunea de descărcare este aproximativ constantă la creșterea curentului (1);

• Descărcarea luminiscentă densă în care tensiunea de descărcare

crește cu creșterea curentului (2);

• Descărcarea luminiscentă normală în care tensiunea de descărcare scade cu creșterea curentului (3).

Această terminologie simplifică numărul de denumiri date diferitelor descărcări luminiscente corespunzătoare tuturor valorilor lui pd , reunind descărcările cu caracteristici similare.

Descărcarea luminiscentă simplă se caracterizează prin:

- absența sarcinii spațiale dintre electrozi;
- menținerea constantă a tensiunii de descărcare prin variația densității de curent de la 10^{-11} A/cm^2 la 10^{-5} A/cm^2 ;
- dependența $U_d = f(pd)$ este identică cu cea exprimată de legea Paschen;

❖ existența unui gaz luminescent în tot volumul descărcării.

Acest tip de descărcare îl întâlnim pentru ambele ramuri ale curbei Paschen dar cu denumiri diferite: pentru $pd < (pd)_{\min}$ ea se numește descărcare de înaltă tensiune iar pentru cazul contrar, descărcare întunecată sau Townsend.

Descărcarea luminescentă densă se caracterizează prin:

- ❖ caracteristică curent-tensiune pozitivă;
- ❖ intervalul de descărcare este format din două regiuni distincte:
 1. spațiul întunecos catodic, unde există majoritatea diferenței de potențial aplicată electrozilor;
 2. plasma, cu un potențial apropiat de potențialul anodului.

Termenul de „dense” se referă la valorile mari ale densității de curent. La fel ca în cazul precedent, există două denumiri diferite pentru cele două domenii: pentru $pd < (pd)_{\min}$, descărcare de înaltă tensiune iar pentru cazul contrar, descărcare anormală.

Descărcarea luminescentă normală apare numai în cazul $pd < (pd)_{\min}$ și se caracterizează prin scăderea tensiunii de descărcare la creșterea curentului și presiunii.

Această clasificare nu corespunde pe deplin necesităților de descriere a diferitelor tipuri de descărcări de înaltă tensiune. Pentru a satisface această necesitate, în literatură se mai introduc două criterii de clasificare referitoare la geometria catodului și la rolul cavității catodice în mecanismul descărcării.

Astfel, în funcție de geometria catodului, se obțin două categorii de descărcări:

- ❖ descărcări cu catod plan;
- ❖ descărcări cu catod cavită.

În categoria descărcărilor cu catod plan, funcție de valoarea lui p_d și mărimea curentului de descărcare, distingem următoarele tipuri:

1. descărcări pentru care $p_d < (p_d)_{\min}$

- descărcări dense (curent mare);
- descărcări simple (curent mic).

2. descărcări pentru care $p_d > (p_d)_{\min}$:

- descărcări anormale (curent mare);
- descărcări Townsend (curent mic).

Descărcările cu catod cavitat, în funcție de rolul jucat de cavitate în mecanismul descărcării și de intensitatea curentului de descărcare se împart în:

- descărcări pentru care cavitatea catodică nu este esențială pentru mecanismul descărcării (I mare);
- descărcări pentru care cavitatea catodică are un rol important în mecanismul descărcării:

- modul de fascicul de electroni (E.B.M.D.) al descărcării cu catod cavitat (I mare);
- modul de înaltă tensiune al descărcării cu catod cavitat (I mic).

Descărcările cu catod cavitat corespund valorilor $p_d < (p_d)_{\min}$.

2.2 Descărcări cu catod cavitat

În cadrul descărcărilor de înaltă tensiune cu catod cavitat, pentru care geometria catodului determină proprietățile (forma, dimensiunea) fascicului de electroni rapizi, iar cavitatea catodică nu este esențială pentru mecanismul descărcării, o proprietate importantă este posibilitatea de obținere a unor fascicule de electroni rapizi, de diferite forme și dimensiuni, în funcție de geometria electrozilor și de parametrii descărcării. Electronii

primari fiind emiși perpendicular pe suprafața catodului, forma traiectoriei lor depinde de geometria suprafeței acestuia și de tensiunea de descărcare. Astfel, pentru un catod plan se obține un fascicul paralel de electroni rapizi, pentru un catod calotă sferică se obține un fascicul focalizat punctual sau circular și pentru un catod sector sferic se obține o focalizare inelară. Pornind de la aceste geometrii simple, în funcție de configurația țintei ce va fi supusă acțiunii fascicului de electroni, se pot obține diferite focalizări pentru electronii primari prin proiectarea corespunzătoare a sistemului de electrozi.

Pentru aceste descărcări, indiferent de geometria electrozilor, intervalul de descărcare este împărțit în spațiul întunecos catodic și plasma descărcării. Grosimea spațiului întunecos catodic depinde de valoarea tensiunii de descărcare, presiune și densitatea curentului ionic. În acest mod, parametrii descărcării (tensiunea și presiunea) au o influență puternică asupra formei fascicului de electroni. Pentru grosimi mici ale spațiului întunecos catodic în comparație cu dimensiunile laterale ale catodului se obține un fascicul de electroni larg, paralel. Prin micșorarea presiunii și mărirea tensiunii, grosimea spațiului întunecos catodic crește iar granița plasmă devine concavă spre catod. În aceste condiții se obține un fascicul de electroni subțire, bombardamentul ionic fiind concentrat în centru catodului.

Deși acest tip de descărcare este de mare importanță pentru tehnică, literatura de specialitate subliniază faptul că nu există o abordare teoretică acceptabilă a acestei descărcări.

Descărcările electrice cu catod cavitat de curent mare, pentru care cavitătea catodică are un rol mare în mecanismul descărcării sunt abordate pentru prima dată de către Van Paassen și Allen în 1962. Sistemul de electrozi este format dintr-un catod și un anod. Catodul este format dintr-o plasă metalică transparentă pentru ioni și electroni și are forma unei cavități

aproape închise (sferică sau cilindrică) cu un orificiu prin care, în anumite condiții, este emis un fascicul intens de electroni energetici. Anodul descărcării este plasat în afara catodului, având diverse configurații geometrice.

O descărcare cu un astfel de sistem de electrozi, poate funcționa în două moduri diferite:

- 1 modul de impedanță mică, mod asemănător descărcării electrice cu catod cavitat clasic;
- 2 modul de impedanță mare, în care este generat în exteriorul catodului un fascicul de electroni (mod denumit E.B.M.D.- modul de descărcare cu fascicul de electroni).

Presiunea de lucru a acestor descărcări este de 10^{-3} - 10^{-1} torr iar tensiunea de ardere 100 kV.

Descărcarea luminiscentă cu catod concav, prin micșorarea presiunii sau distanței dintre suprafețele catodice opuse, trece într-un regim nou de descărcare, denumit modul de înaltă tensiune al descărcării cu catod cavitat.

Proprietățile importante a modului de înaltă tensiune sunt scoaterea plasmă din cavitatea catodică și generarea unui fascicul de electroni rapizi.

În interiorul catodului cavitat se află spațiul întunecos catodic în care mărimea câmpului electric creat de sarcina spațială este mare. Absența plasmă din cavitatea catodică produce modificări importante în mecanismul descărcării, iar procesele elementare din regiunea catodică (emisă electronică secundară, pulverizarea catodică și mișcarea particulelor) fiind influențată de forma liniilor de câmp vor depinde de geometria catodului.

În modul de înaltă tensiune al unei descărcări cu catod cavitat este generat un fascicul de electroni concentrat pe axa catodului și procesul elementar dominant în spațiul întunecos catodic este transferul rezonant de sarcină al ionilor pozitivi.

3. Dispozitivul experimental

În lucrarea de față se folosește un dispozitiv experimental ce are

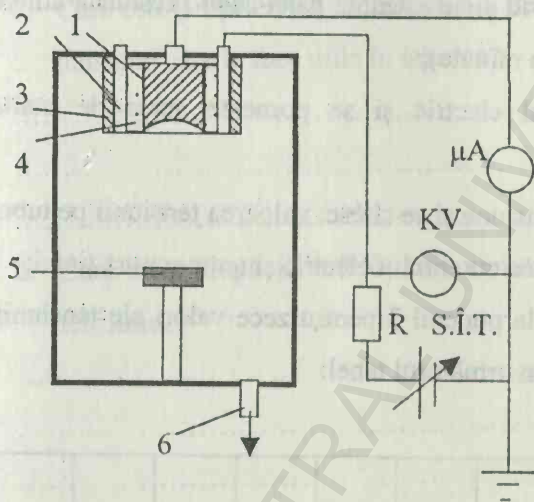


Fig. 2

drept catod un electrod tip calotă sferică și anodul un cilindru ce înconjoară catodul. În condițiile în care catodul funcționează în regimul de înaltă tensiune, din acesta iese un fascicul de electroni ce se focalizează într-o anumită regiune. În punctul de focalizare al fasciculului de electroni este plasată o țintă formată dintr-o plăcuță ceramică. Schema de principiu a tubului de descărcare este cea din figura 2. În această figură se disting: 1-catod; 2-anod; 3-sticlă; 4-teflon; 5-țintă din ceramică; 6-orificiu ce duce la pompa de vid. Pentru evacuarea aerului, se folosește o pompă de vid preliminar ce poate produce o presiune în domeniul 10^{-2} torr.

Pentru măsurarea temperaturii țintei folosim un pirometru optic de extincție. Acesta este alcătuit dintr-o placă de sticlă cu transparență optică

variabilă, o riglă și un cursor. Privind prin orificiul practicat în cursor, se vizualizează pata luminoasă de pe țintă. Deplasând cursorul, se ajunge într-un punct unde pata nu se mai vede. Pentru aceea poziție a cursorului, se citește, pe riglă, temperatura petei fierbinți.

3. Modul de lucru

Succesiunea etapelor în efectuarea acestei lucrări este următoarea:

1. Se pornește pompa de vid și se așteaptă până când presiunea atinge valoarea minimă (câteva minute);
2. Se efectuează montajul electric și se pornește sursa de înaltă tensiune;
3. Se fixează o anumită tensiune și se citesc: valoarea tensiunii pe tubul de descărcare, intensitatea curentului electric și temperatura țintei;
4. Se repetă operațiile de la punctul 3 pentru zece valori ale tensiunii.

Datele obținute se trec în următorul tabel:

U [KV]									
I [μA]									
t [°C]									

5. Se reprezintă graficele $U=f(I)$ și $t=f(U)$, pe hârtie milimetrică.

6. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota:

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

SURSE DE ELECTRONI CU PLASMĂ

Observații generale:

1. Care este proprietatea remarcabilă a descărcărilor electrice de înaltă tensiune care le face utile în tehnică?

.....

.....

.....

2. Care sunt, după Kliarfeld, cele trei tipuri de descărcări de înaltă tensiune?

.....

.....

.....

3. Urmărind forma și poziția luminii plasmăi descărcării precum și caracteristica V-I, în ce regim de funcționare credeți că se află catodul în experiența aceasta?

.....

.....

.....

4. După cum constatați, puterea necesară aducerii la incandescență a plăcii ceramice este mică. Credeți că, prin alte metode, la presiune atmosferică normală, cu aceeași putere consumată, s-ar putea aduce la incandescență aceeași plăcuță? De ce?

Rezultatele experimentale

1. Tabelul cu datele experimentale

U [KV]									
I [μA]									
t [°C]									

2. Graficele $U=f(I)$ și $t=f(U)$:

STRUCTURI DISIPATIVE ÎN PLASMĂ

1. Scopul lucrării

Se urmărește punerea în evidență a fenomenului de autoorganizare în plasmă reci. Se vizualizează structura ce se formează și se identifică, pe caracteristica I-V, diferitele stadii de evoluție ale structurii astfel formate.

2. Considerații teoretice

2.1 Introducere

Studiile teoretice de termodinamica sistemelor aflate departe de starea de echilibru arată că, atunci când între forțele termodinamice și fluxurile ce străbat sistemul există dependențe ce se abat mult de la liniaritate, în sistem pot apărea fenomene de autoorganizare.

Formarea stratului dublu este un exemplu tipic de o astfel de autoorganizare a mediului dintr-o descărcare electrică în gaze, atunci când între intensitatea curentului electric (fluxul termodinamic) și tensiune (forța termodinamică) există o corelație ce se abate de la legea lui Ohm.

Deoarece: îndeplinirea condițiilor de neliniaritate este mai ușor de obținut în gazele ionizate aflate la presiune joasă decât în alte medii; structurile formate pot fi investigate atât prin metode electrice cât și optice (deoarece mediul este transparent); interacțiunile dintre componentele microscopice ale sistemului sunt relativ simple (predomină interacțiunile binare), rezultă că analiza structurii, formării și evoluției straturilor duble de sarcină electrică spațială reprezintă o bază experimentală ideală pentru dezvoltarea fizicii proceselor neliniare.

Pe de altă parte, așa cum rezultă din experiențele efectuate de mulți autori, o clasă destul de mare de fenomene observate în dispozitivele cu plasmă pot fi înțelese fenomenologic luând în considerare procesele primare de pe parcursul dinamicii stratului dublu. Practic, orice fenomen ce implică o acumulare sau degajare periodică de energie în interiorul plasmă, poate fi înțeles pe baza dinamicii stratului dublu.

Aceste observații au dus, în ultimul timp, la intensificarea studiilor privind apariția, structura și evoluția straturilor duble de sarcină electrică spațială.

2.2 Mecanismul de apariție și dinamica straturilor duble

Să presupunem că în interiorul unei plasmă se introduce un electrod (placă) al cărui potențial față de potențialul local al plasmă poate fi modificat. Dacă potențialul plăcii devine pozitiv față de potențialul locului, o parte din electronii din plasmă se vor îndrepta spre acesta. Electronii accelerați în câmpul electric al plăcii, atunci când energia lor ajunge la valori corespunzătoare potențialului de excitare al atomilor de gaz, pot ciocni inelastic acești atomi excitându-i. Electronii ce au produs excitări ale atomilor ies din fasciculul de electroni ce se îndreaptă spre placă acumulându-se sub forma unui strat de sarcină electrică negativă. Odată cu apariția acestui strat de sarcină electrică spațială, intensitatea câmpului electric din fața plăcii nu mai este aceeași în toate punctele-valoarea ei tinzând să crească între stratul de sarcină electrică negativă și placă și să scadă în afara acestei zone.

În cazul în care diferența de potențial dintre plasmă și placă este mai mare decât potențialul de ionizare al atomilor de gaz, o parte din electronii ce nu și-au pierdut energia prin procese de excitare a atomilor de gaz pot produce, în apropierea plăcii, ionizări ale atomilor. Dacă numărul proceselor

de ionizare din unitatea de timp devine semnificativ, rezistența coloanei de gaz din fața plăcii se micșorează. În aceste condiții tensiunea electrică ce cade pe zona de accelerare a electronilor se reduce, obținându-se o pantă negativă a caracteristicii I-V.

În primă fază, concentrația ionilor dintre stratul de sarcină negativă și placă poate fi considerată neglijabilă în raport cu concentrația electronilor dar, peste o anumită valoare a curentului de placă, prezența lor devine importantă. Dacă viteza de ionizare depășește o anumită valoare, procesele de difuziune și de drift nu mai pot compensa acumularea ionilor pozitivi. În aceste condiții, în regiunea din apropierea plăcii unde secțiunea eficace de ionizare a atomilor de gaz are valoarea maximă, începe să se dezvolte o distribuție de sarcină electrică pozitivă. Distribuția de sarcină electrică negativă (centrată pe zona în care secțiunea eficace de excitare își atinge maximul) interacționează cu distribuția de sarcină electrică pozitivă dând naștere unui strat dublu de sarcină electrică spațială¹.

Pe măsură ce structura se dezvoltă, intensitatea câmpului electric din interiorul acesteia crește. Atunci când căderea de potențial din interiorul stratului devine egală cu potențialul de ionizare al atomilor gazului, electronii de la capătul negativ al acestuia pot produce la capătul pozitiv noi ionizări. Acest mecanism de generare internă al purtătorilor de sarcină electrică transformă structura într-un strat dublu autosusținut. Concomitent, în urma interacțiunilor electrostatice, pozițiile sarcinii spațiale negative și a sarcinii electrice pozitive se schimbă în direcția opusă câmpului electric extern. Având un efect asemănător forțelor de tensiune superficială, forțele electrostatice tind să aducă stratul dublu la o formă cu aria suprafeței minimă.

¹ Forțele de interacțiune sunt forțe cu rază lungă de acțiune ce se exercită între grupuri mari de particule.

Odată cu apariția stratului dublu autosusținut intensitatea curentului electric ce trece prin placă se mărește brusc, ca urmare a creșterii ariei de colectare a electronilor și a măririi vitezei de ionizare. Dacă condițiile de funcționare a instalației nu permit menținerea stratului dublu sferic (autosusținut), aceasta revine la forma plană. Dacă nu există un mecanism de generare periodică a straturilor duble autosusținute, aceste tranziții au un caracter aleatoriu.

Uneori, în interiorul descărcării se poate dezvolta un mecanism de autogenerare a straturilor duble autosusținute. Prezentăm în continuare un astfel de mecanism. Ionii formați în apropierea plăcii, în urma distrugerii startului dublu autosusținut, migrează spre catodul descărcării. O parte din acești ioni se recombina, la peretele tubului de descărcare, cu electronii, iar altă parte sosește în zona de sarcină electrică pozitivă din apropierea catodului. Ca urmare a creșterii concentrației ionilor din fața catodului, crește intensitatea curentului electric generat de electronii ce ies din zona căderii catodice de potențial (prin dezvoltarea proceselor γ și α). Mărirea fluxului de electroni ce sosesc lângă placă atrage după sine creșterea vitezei proceselor de excitare și ionizare în apropierea acesteia. Dacă surplusul de excitări și ionizări este semnificativ, noua tranziție de la stratul plan la stratul sferic este determinată de tranziția anterioară. Peste o anumită valoare a curentului mediu de placă, mecanismul mai sus menționat devine atât de puternic încât tranzițiile de la stratul plan la stratul dublu autosusținut devin perfect periodice. Menționăm că acesta este unul din mecanismele ce pot fi invocate în cazul apariției unor tranziții periodice de acest fel.

Dacă fluxul de electroni se îndreaptă spre placă depășește o anumită valoare, procesele de excitare și ionizare permit formarea unui strat dublu autosusținut staționar, oscilațiile din circuitul electric de placă încetând. În

aceste condiții se poate observa în fața plăcii o formațiune luminoasă sferoidală.

Dacă sarcina electrică pozitivă din stratul dublu depășește ca valoare sarcina electrică negativă, stratul dublu devine mobil. În aceste condiții, electronii lenți de la capătul negativ al stratului dublu, suplimentar accelerați în acesta, vor produce, la partea pozitivă a lui, noi ioni pozitivi. Ioni pozitivi nou formați cresc intensitatea câmpului electric în fața plăcii astfel încât poziția zonei în care secțiunea eficace de excitare a atomilor de gaz este maximă se depărtează de placă. Fiindcă ionii pozitivi, adunați la capătul dinspre placă al stratului, sunt legați de capătul negativ, apare un strat dublu mobil. Mișcarea stratului dublu are loc atâta timp cât producția de ioni la capătul pozitiv (care acționează ca un anod virtual) asigură o acumulare suficientă de electroni la capătul negativ. Când această condiție nu mai este îndeplinită are loc scindarea stratului.

Electronii rezultați din sfărâmarea stratului dublu se îndreaptă spre placă sau spre pereții tubului de descărcare. Dacă numărul electronilor suplimentari ce ajung la placă este semnificativ, datorită creșterii vitezelor de excitare și ionizare, noul strat dublu se formează mai repede. În felul acesta momentul formării noului strat este legat de momentul sfărâmării stratului dublu anterior. Acest proces de generare coerentă a straturilor duble se numește „mecanism de generare internă a straturilor duble”. Atunci când se formează un nou strat dublu, o parte din electronii ce se îndreaptă spre placă sunt reținuți în interiorul acestuia. Ca urmare a acestui proces, intensitatea curentului electric de placă scade. După ce stratul dublu mobil începe să se destrame, electronii rezultați din el se îndreaptă spre electrodul pozitiv astfel încât curentul crește din nou. Apar astfel oscilații ale curentului de placă cu o frecvență ridicată și cu amplitudine mică.

3. Dispozitivul experimental

Pentru efectuarea acestei lucrări se folosește dispozitivul a cărui schemă de principiu este prezentată în figura 1.

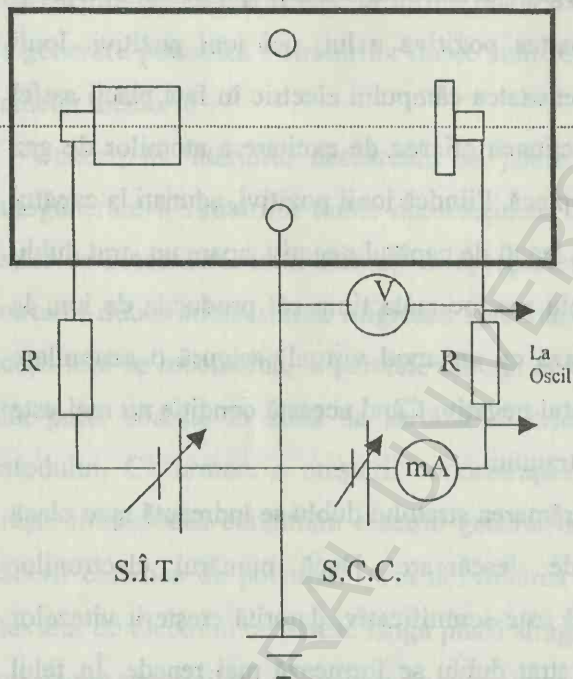


Fig. 1

În partea stângă a figurii 1, se distinge sursa de plasmă. Ea este alcătuită dintr-un catod cavitat și un anod inelar. Catodul cavitat asigură o intensitate mare a curentului de descărcare (deci și un grad ridicat de ionizare al gazului) la o tensiune de ardere relativ scăzută. Anodul inelar permite migrația plasmă din regiunea în care a fost produsă spre

placa colectoră de electroni.

În partea dreaptă a figurii 1, se observă zona de accelerare a electronilor. În această regiune există un electrod plan (placă). Prin aplicarea pe placă a unui potențial mai mare decât potențialul local al plasmă, se produce o accelerare a electronilor din plasmă spre placă.

Pentru vederea tubului de descărcare se folosește un agregat de vid AV-1000. Drept gaz de lucru se folosește heliul.

3. Modul de lucru

Succesiunea etapelor în efectuarea acestei lucrări este următoarea:

1. Se pornește pompa de vid și se așteaptă până când presiunea atinge valoarea minimă (câteva minute);
2. Se introduce heliu la o presiune de circa 1 torr;
3. Se realizează montajul electric;
4. Se aprinde descărcarea electrică, prin pornirea sursei de înaltă tensiune;
5. Se stabilește un curent de descărcare de 2-3 mA și se așteaptă 5-10 minute pentru a se ajunge într-un regim termic staționar;
6. Se pornește circuitul electric de accelerare a electronilor;
7. Se crește continuu tensiunea furnizată de sursa de curent continuu (S.C.C.) citindu-se valorile indicate de voltmetrul și ampermetrul din circuitul plăcii. Datele experimentale se trec într-un tabel de forma:

U [V]									
I [mA]									
U [V]									
I [mA]									

8. După ce în circuitul plăcii au apărut oscilațiile corespunzătoare dinamicii stratului dublu mobil, se scade continuu tensiunea furnizată de sursa de C.C. Citindu-se concomitent valorile mărimilor date de voltmetru și ampermetru. Datele experimentale se trec într-un tabel de forma:

U [V]									
I [mA]									
U [V]									
I [mA]									

9. Se reprezintă graficele $I=f(U)$, pe aceeași hârtie milimetrică;
10. După efectuarea experimentului se închid circuitele electrice având grijă ca atât sursa de înaltă tensiune cât și sursa de curent continuu să fie reglate pe valorile minime ale tensiunilor pe care le pot furniza.

4. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota:

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

STRUCTURI DISIPATIVE ÎN PLASMĂ

Observații generale:

1. Ce este acela un strat dublu?

.....

.....

.....

2. Care este deosebirea dintre un strat dublu obișnuit și unul autosusținut?

.....

.....

.....

3. Când un strat dublu autosuținut devine mobil?

.....

.....

.....

4. De ce, odată cu apariția stratului dublu mobil, intensitatea curentului electric de placă scade?

.....

.....

.....

5. Caracteristica I-V obținută prin creșterea tensiunii furnizată de sursă coincide cu caracteristica I-V obținută la scăderea tensiunii furnizate de sursă? Care sunt aceste diferențe și ce explicație dați acestora?

.....

.....

.....

Rezultatele experimentale

1. Tabele cu datele experimentale

a) Caracteristica I-V la creșterea tensiunii furnizate de sursă

U [V]									
I[mA]									
U[V]									
I[mA]									

b) Caracteristica I-V la scăderea tensiunii furnizate de sursă

U [V]								
I [mA]								
U [V]								
I [mA]								

2. Graficele $U=f(I)$

GENERAREA UNUI CÂMP DE MICROUNDDE CU AJUTORUL INSTABILITĂȚII FASCICUL-PLASMĂ

1. Scopul lucrării

Se urmărește evidențierea apariției unui câmp electromagnetic în domeniul undelor centimetrice generat în interiorul unui dispozitiv cu plasmă. Se evidențiază în felul acesta posibilitatea excitării unor oscilații de înaltă frecvență în urma interacțiunii a două fascicule de electroni ce se propagă în sensuri contrarii prin plasmă.

2. Considerații teoretice

2.1. Generatori de microunde

Principiul de funcționare al amplificatorilor de microunde este următorul: interacțiunea dintre câmpul electromagnetic și un sistem de particule ce are o temperatură absolută negativă. Interacțiunea dintre sistemul de particule și câmpul electromagnetic are loc într-un ghid de unde sau într-o cavitate rezonantă.

Unda electromagnetică ce se propagă prin ghid interacționează cu sistemul de particule cu populație inversată și se amplifică. În același timp, pierderile care apar în ghid și în substanță produc o atenuare a undei. Pentru ca unda ce se propagă să poată fi amplificată trebuie ca energia cedată de către mediu undei să fie mai mare decât energia pierdută de către undă. Energia cedată de către mediul activ depinde de excesul de populație pe nivelul superior, din grupul celor două nivele cu populație inversată, față de cea a nivelului inferior. Pentru ca sistemul să poată amplifica unda electromagnetică ce se propagă trebuie ca să aibă un grad de inversiune a

populațiilor mai mare decât o valoare critică corespunzătoare echilibrului dintre energia câștigată și energia pierdută de către undă.

Ceea ce am prezentat mai sus este un dispozitiv de amplificare a unei

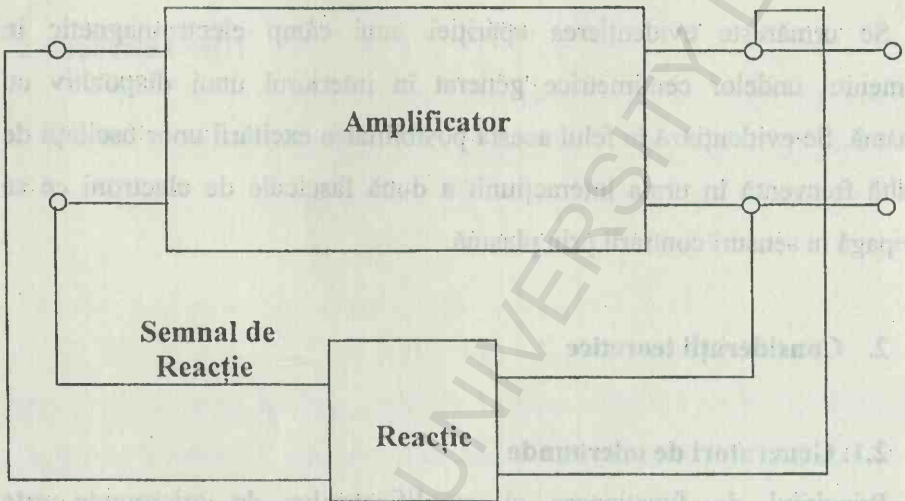


Fig. 1

unde electromagnetice. Dacă unda amplificată este în domeniul microundelor acest dispozitiv se numește maser. Un maser ce funcționează în regim de amplificator poate fi transformat ușor în generator de microunde, adică în oscilator electronic. Într-adevăr, un amplificator poate fi transformat în oscilator cu ajutorul unei reacții pozitive care aduce semnalul de la ieșire în fază cu cel de la intrare, așa cum se vede în figura 1. În cazul maserilor se poate obține reacție pozitivă dacă se utilizează o cavitate rezonantă. Într-adevăr, undele staționare ce se formează într-o cavitate rezonantă sunt rezultatul suprapunerii undelor ce se propagă într-un sens și a undelor reflectate ce se propagă în sens contrar. Dacă gradul de inversare al populațiilor este suficient de mare, maserul intră singur în oscilație. Amorsarea oscilațiilor se face datorită tranzițiilor spontane. O tranziție

spontană dă naștere unui foton. Acest foton poate să inducă sau nu o tranziție stimulată. Atunci când în sistem se produce o tranziție stimulată, alături de fotonul inițial apare încă unul în fază cu acesta. Acești doi fotoni pot să stimuleze alte două tranziții induse și așa mai departe. Apare astfel un proces în avalanșă. Procesul de avalanșă se limitează în momentul în care numărul de atomi ce coboară de pe nivelul superior este egal cu numărul atomilor ce sunt ridicați pe acesta datorită mecanismului de inversie.

2.2. Nivele energetice în moleculele diatomice

O moleculă reprezintă un ansamblu de doi sau mai mulți atomi atât de strâns legați între ei încât formează un sistem stabil. Ne vom referi în

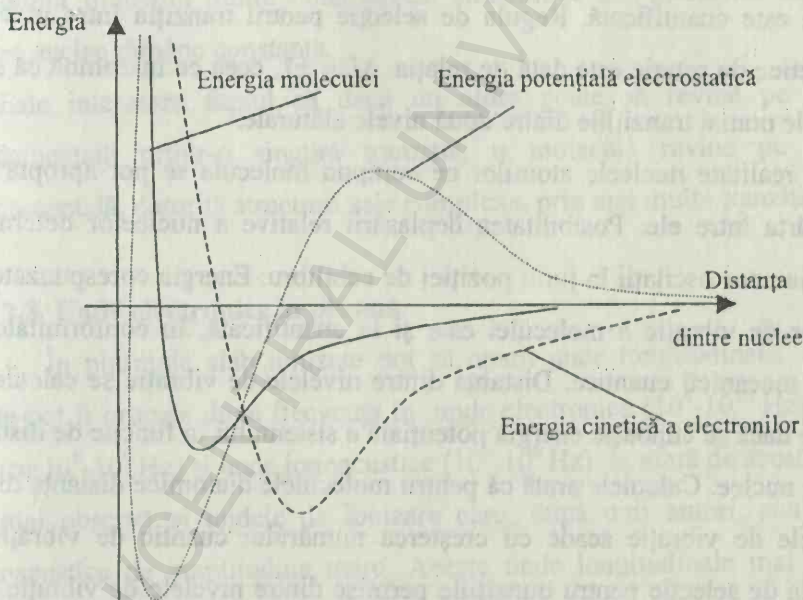


Fig. 2

continuare la cazul moleculelor diatomice. Datorită masei mult mai mari, nucleele execută o mișcare mult mai lentă decât cea a electronilor. Aceasta ne permite să determinăm energia moleculei în funcție de distanța dintre nuclee, pe care le considerăm fixe, urmând să vedem apoi ce influență are mișcarea acestora. În figura 2 este prezentată curba de variație a energiei

cinetice a electronilor, potențiale și totale pentru o moleculă diatomică în funcție de distanța dintre nuclee. Se constată că energia totală a sistemului prezintă un minim. Având în vedere că orice sistem fizic tinde să ajungă în starea cu energie minimă rezultă că starea de echilibru a sistemului corespunde distanței pentru care energia totală prezintă acel minim.

Se poate considera molecula diatomică ca fiind rigidă. În aceste condiții molecula se poate roti în jurul oricărei axe perpendiculare pe axa ei și care trece prin centrul de masă. Această mișcare determină apariția unui moment cinetic $\tilde{L}$. În mecanica cuantică momentul cinetic este cuantificat. Din condiția de cuantificare a momentului cinetic rezultă că energia de rotație este cuantificată. Regula de selecție pentru tranziția între nivelele energetice de rotație este dată de relația $\Delta L = \pm 1$, ceea ce înseamnă că sunt posibile numai tranzițiile dintre două nivele alăturate.

În realitate nucleele atomilor ce compun molecula se pot apropia sau îndepărta între ele. Posibilitatea deplasării relative a nucleelor determină apariția unor oscilații în jurul poziției de echilibru. Energia corespunzătoare stărilor de vibrație a moleculei este și ea cuantificată, în conformitate cu legile mecanicii cuantice. Distanța dintre nivelele de vibrație se calculează numai dacă se cunoaște energia potențială a sistemului în funcție de distanța dintre nuclee. Calculele arată că pentru moleculele diatomice distanța dintre nivelele de vibrație scade cu creșterea numărului cuantic de vibrație n . Regula de selecție pentru tranzițiile permise dintre nivelele de vibrație este $\Delta n = \pm 1$ adică, sunt posibile numai tranziții între două nivele alăturate.

O moleculă poate să efectueze simultan vibrații și rotații. În acest caz pot să aibă loc tranziții între nivele cu numere cuantice de vibrație și rotație diferite. Calculele arată că nivelele energetice se grupează în jurul nivelelor de vibrație. Altfel spus, distanța dintre nivelele de vibrație este mai mare decât distanța dintre nivelele de rotație, nivelele de rotație apărând ca

despicări ale nivelelor de vibrație. Tranzițiile trebuie să respecte regulile de selecție $\Delta n = \pm 1$ și $\Delta L = \pm 1$. Liniile spectrale astfel obținute se grupează în două ramuri: ramura P pentru care $\Delta L = -1$ și ramura R pentru care $\Delta L = +1$.

Tranzițiile prezentate mai sus apar în cazul în care molecula este formată din doi atomi aflați în starea fundamentală. O moleculă poate fi formată și din doi atomi dintre care unul se află pe o stare energetică superioară. Evident că, după ce s-a format molecula, sistemul tinde spre starea energetică minimă. Acest tip de tranziție energetică într-o moleculă se numește tranziție electronică. Particularitatea tranzițiilor electronice este dată de regula de selecție Franck-Condon. Această regulă este următoarea: în timpul tranziției dintre două nivele electronice ale moleculei distanța dintre nuclee rămâne constantă.

Este interesant faptul că dacă un atom poate să revină pe starea fundamentală printr-o singură tranziție, o moleculă revine pe starea fundamentală, datorită structurii sale complexe, prin mai multe tranziții.

2.3. Unde electronice în plasmă

În plasmale slab ionizate pot să apară unde longitudinale. Aceste unde pot fi grupate după frecvență în: unde electronice (10^8 - 10^{10} Hz), unde ionice (10^6 - 10^8 Hz) și unde ionoacustice (10^3 - 10^6 Hz). În afară de aceste unde se mai observă și undele de ionizare care, după unii autori, sunt unde ionoacustice de amplitudine mare. Aceste unde longitudinale mai poartă denumirea și de unde electrostatice, deoarece în ele există un câmp electric variabil pe direcția de propagare a undei neînsoțit de apariția unui câmp magnetic variabil. Astfel de unde nu pot apărea în spațiul liber ci numai în interiorul mediilor ionizate.

Pornind de la modelul bifluid al plasmiei, cu ajutorul momentelor ecuației Boltzmann, se obține următoarea ecuație de dispersie pentru undele longitudinale:

$$(\omega^2 - k^2 a_+^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - k^2 a_-^2 - \omega_-^2) - \omega_+^2 \omega_-^2 = 0 \quad (1)$$

unde $\omega_{\pm}$ reprezintă frecvențele proprii de oscilație pentru ioni și respectiv electroni, date de expresiile:

$$\omega_{\pm} = \left(\frac{e^2 N_0}{\epsilon_0 m_{\pm}} \right)^{1/2} \quad (2)$$

iar $a_{\pm}$ reprezintă o mărime de ordinul vitezei termice a ionilor respectiv a electronilor.

Impunând condițiile:

$$\omega^2 \gg \omega_+^2 \quad (3)$$

și

$$\frac{\omega^2}{k^2} \gg a_+^2 \quad (4)$$

ecuației generale de dispersie (1), se obține următoarea relație de dispersie:

$$\omega^2 - k^2 a_-^2 - \omega_-^2 \cong 0 \quad (5)$$

Accastă ecuație de dispersie corespunde așa numitelor unde longitudinale electronice. Condiția (3) evidențiază faptul că unda electronică longitudinală „vede” ionii în repaus iar ecuația (4) evidențiază faptul că între unda electronică și ioni nu există un transfer de energie.

Domeniul de existență al undelor electronice este dat de condițiile fizice:

$$k > 0 \Leftrightarrow \omega > \omega_- \quad (6)$$

și

$$\lambda > a_- T_- \Leftrightarrow k < \frac{\omega_-}{a_-} \quad (7)$$

unde T este perioada de oscilație a electronilor. Relația (7) stabilește condițiile în care electronii pot „simți” unda electronică (aceasta se realizează când spațiul străbătut de electroni într-o perioadă proprie de oscilație sub influența agitației termice este mai mic decât lungimea de undă electronică adică, mișcarea termică nu poate strica mișcarea ordonată impusă de propagarea undei). În cazul în care viteza de fază a undelor este mai mică decât viteza termică a electronilor unda electronică este puternic amortizată sub influența agitației termice (atenuare Landau). Rezultă astfel că existența undelor electronice este limitată în intervalul $[\omega_-, \sqrt{2}\omega_-]$.

2.4. Instabilitatea fasciculului dublu

În cazul în care printr-o plasmă se propagă fascicule de electroni sau ioni o parte din energia mișcării ordonate a acestor particule poate fi folosită pentru excitarea undelor mai sus amintite. Astfel de fenomene, ca și altele, se numesc instabilități.

În general, în cazul în care într-o plasmă omogenă, infinită pătrund fascicule de particule încărcate ce le presupunem alcătuite din particule ce au aceeași viteză și neglijăm împrăștierea termică, ecuația de dispersie a undelor este:

$$1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 - \sum_i \left(\frac{\omega_{fi}}{\omega - kv^{(0)}_{fi}}\right)^2 = 0 \quad (8)$$

unde ω_p este pulsația proprie plasmei, ω_{fi} este pulsația proprie a fasciculului de particule i iar $v^{(0)}_{fi}$ viteza particulelor din fasciculul i .

Vom analiza cazul a două fascicule de electroni ce sunt alcătuite din electroni ce se deplasează în sensuri contrarii cu aceeași viteză. Mecanismul apariției instabilității de tipul fascicul dublu este datorat tendinței celor două fascicule de a se grupa împreună. Cuplarea celor două fascicule tinde să

aducă fasciculele în repaus și astfel ele eliberează energia ce este preluată de instabilitate.

Neglijând prezența plasmiei ($\omega_p = 0$), rezultă:

$$\frac{\omega_f^2}{(\omega - kv_f^{(0)})^2} + \frac{\omega_f^2}{(\omega - kv_f^{(0)})^2} = 1$$

Soluția acestei ecuații este:

$$\omega^2 = k^2 v_f^{(0)} + \omega_f^2 \pm \sqrt{(\omega_f^2 + k^2 (v_f^{(0)})^2 + 2(kv_f^{(0)}\omega_f)^2 - (kv_f^{(0)})^4)} \quad (9)$$

Ținând cont că expresia generală a unei unde armonice este de felul: $\exp[i(kz - \omega t)]$, condiția de amplificare a acesteia este ca ω să fie un număr complex. Acest lucru se realizează dacă, în relația (9), ω^2 este un număr negativ. Această condiție se realizează dacă:

$$kv_f^{(0)} > \sqrt{2}\omega_f \quad (10)$$

Dacă fasciculele au, pe lângă viteza $v_f^{(0)}$, și o viteză termică poate să apară o tendință de stabilizare datorită distrugerii parțiale a coerenței necesare oscilațiilor.

Energia pierdută de fasciculele de electroni este transferată plasmiei pentru a excita undele electronice longitudinale.

3. Dispozitivul experimental

Am văzut că generatorii cuantici de radiații electromagnetice au nevoie de o cavitate rezonantă și de un mediu în care trebuie să existe o inversie de populație. Pentru a realiza inversia de populație, trebuie să existe un mecanism de ridicare a atomilor sau moleculelor, după caz, pe nivelele energetice superioare. Un astfel de mecanism se numește pompaj. În cazul nostru, pentru a genera câmpul de microunde, folosim ca oscilatori cuantici

moleculele diatomice de azot. Pompajul îl realizează undele electronice longitudinale din plasmă ce pot transfera energia de la sursă către nivelele de rotație sau vibrație ale moleculelor. Drept cavitate rezonantă se folosește spațiul dintre grilele ce delimitează cei doi catozi. Excitarea undelor electronice se face folosind instabilitatea fascicul dublu. Pentru ca să putem

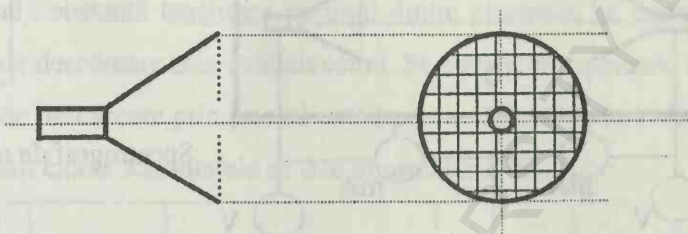


Fig.2

genera două fascicule de electroni paralele și de sensuri contrarii, se folosesc doi catozi cavitari de geometrie specială. Schema unui astfel de catod este prezentată în figura 2. Prin orificiul central al catodului iese un fascicul de electroni bine colimat ce se poate vedea, ca urmare a excitărilor ce le produce asupra moleculelor de gaz, sub forma unei linii subțirii slab luminoase.

În figura 3 este prezentată schema de ansamblu a dispozitivului experimental. Cei doi catozi așezați față în față generează două fascicule de electroni ce se deplasează prin plasă în sensuri contrarii. În urma interacțiunii dintre cele două fascicule se generează unde electronice longitudinale. Datorită geometriei sistemului, reflexia undelor electronice pe cele două grile determină apariția unor unde electronice staționare. Aceste unde staționare transferă o parte din energia lor mișcărilor de vibrație și rotație al moleculelor diatomice. Apare astfel un pompaj al moleculelor de pe nivelele inferioare pe nivelele superioare care poate duce la înversia de populație. Prin tranzițiile spontane de pe nivelele superioare pe nivelele inferioare se emit fotoni. În urma reflexiilor pe grile acești fotoni sunt întorși

în cavitate generând tranziții induse. Se produce astfel o radiație

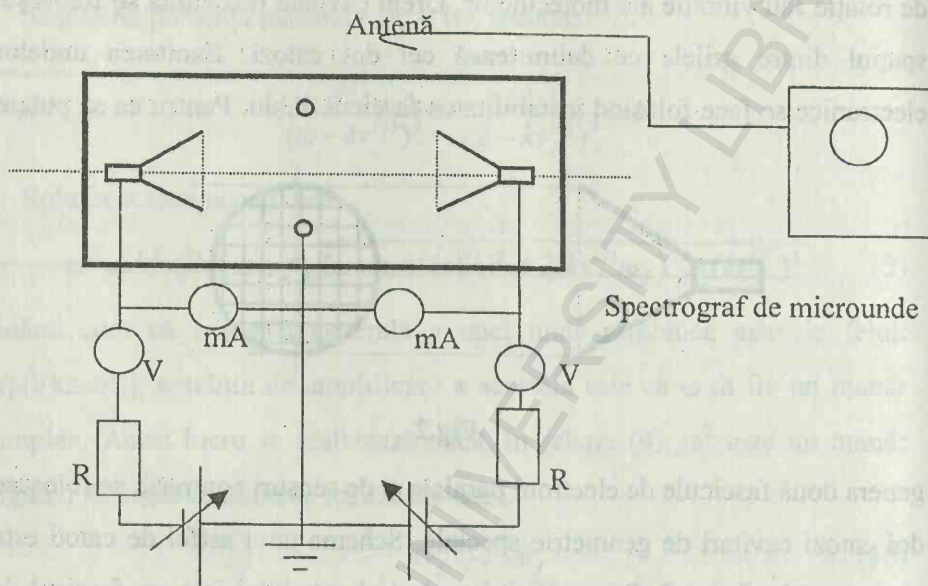


Fig. 3

electromagnetică coerentă. Amplificarea radiației electromagnetice nu se face decât pentru acele frecvențe pentru care cavitatea rezonantă permite formarea undelor staționare. Pentru evidențierea câmpului de microunde se folosește un spectrograf de microunde. Acesta permite nu numai detectarea semnalului electromagnetic dar și vizualizarea frecvențelor din care este alcătuit.

4. Modul de lucru

Pentru stabilirea presiunii de lucru în instalația experimentală se repetă operațiile prezentate în lucrarea “Aprinderea descărcării în câmpuri uniforme. Verificarea legii lui Paschen”. Odată efectuate operațiile de

pregătire a instalației experimentale, se stabilește în tubul de descărcare o presiune corespunzătoare descărcării luminescente normale (câțiva torri). Se pornesc sursele de înaltă tensiune și analizorul de microunde. Se crește continuu curentul de descărcare prin cele două circuite până când analizorul de microunde pune în evidență apariția semnalului de microunde. Menținând constantă tensiunea pe unul dintre electrozi, se crește continuu curentul de descărcare prin celălalt catod. Se citește, pe aparatele de măsură, curentul de descărcare prin primul catod pentru diferite valori ale curentului prin celălalt catod. Rezultatele se trec în următorul tabel:

I_2 [mA]						
I_1 [mA]						

Se va face o fotografie a spectrului semnalului de microunde care se anexează la referatul lucrării.

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

GENERAREA UNUI CÂMP DE MICROUND E CU AJUTORUL INSTABILITĂȚII FASCICUL-PLASMĂ

Observații generale:

1. Ce se înțelege prin inversie de populație?

.....

.....

.....

2. Care este rolul cavității rezonante în generatorii cuantici de radiație?

.....

.....

.....

3. Cei doi catozi cavitari prezintă și ei cele două regimuri de funcționare specifice catozilor cavitari? Descrieți, dacă există, diferențele luminii din zona catodică în cele două regimuri.

.....

.....

.....

4. Cum explicați forma spectrului de microunde obținut experimental?

.....

.....

.....

5. Îndepărtați ușor cei doi catozi. Ce se întâmplă cu spectrul de microunde? De ce?

.....

.....

.....

6. Priviți graficul $I_1=f(I_2)$. Cum explicați forma acestui grafic?

.....

.....

.....

Rezultate experimentale

1. Tabelul cu rezultatele experimentale

I_2 [mA]						
I_1 [mA]						

2. Fotografia spectrului de microunde

3. Graficul $I_1=f(I_2)$.



DETERMINAREA TEMPERATURII ȘI CONCENTRAȚIEI ELECTRONILOR DIN PLASMĂ CU SONDA LANGMUIR

1. Scopul lucrării

Se urmărește însușirea tehnicii de diagnoză a plasmei unei descărcări luminescente cu ajutorul metodei sondei simple. Se determină concentrația electronilor, temperatura acestora precum și potențialul local al plasmei.

2. Considerații teoretice

Metodele electrice presupun introducerea în plasmă a unui sistem de

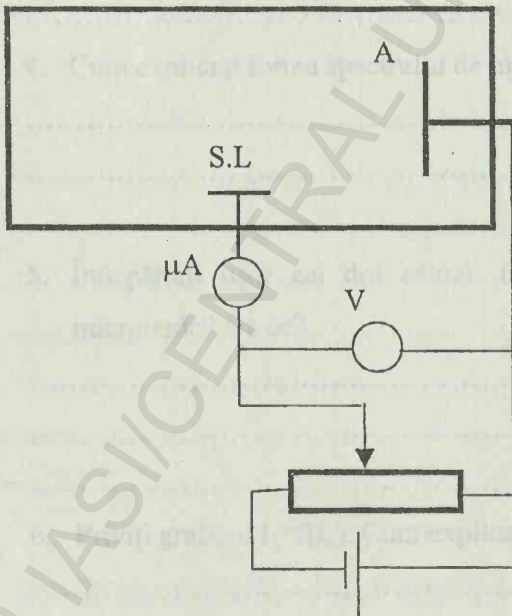


Fig. 1

electrozi metalici polarizați în mod controlat în vederea extragerii din plasmă a unor categorii de particule. Fluxurile de particule extrase permit evidențierea unui număr de parametrii ce caracterizează plasma. Metodele electrice au dezavantajul major că sunt perturbative. Introducerea electrozilor polarizați în plasmă poate perturba plasma, astfel încât valorile

parametrilor mășurați pot fi mult diferite de cele corespunzătoare plasmei

neperturbate. Avantajele acestor metode sunt simplitatea și relativa ieftinătate.

Cea mai simplă sondă electrică este sonda Langmuir: un electrod metalic cu o suprafață activă ce vine în contact cu plasma. Sonda Langmuir trebuie să aibă dimensiuni mult mai mici decât dimensiunile ocupate de plasmă. Funcție de geometria electrodului și a suprafeței sale active, există sonde plane, cilindrice și sferice. În figura 1, este prezentat un dispozitiv cu plasmă în care s-a introdus o sondă Langmuir plană. Este prezentat și modul de polarizare al sondei. În cele ce urmează ne vom referi la modelul cel mai simplu de sondă plană în plasma necolizională, model propus de Langmuir și Mott-Smith în 1926.

Între sonde Langmuir și electrodul de referință se aplică din exterior tensiunea U , aceasta se distribuie pe sarcinile spațiale ale electrozilor și în plasmă, așa încât:

$$U = \Delta V_0 + \Delta V_p + \Delta V$$

unde diferențele de potențial sunt căderile de tensiune pe sarcina spațială a

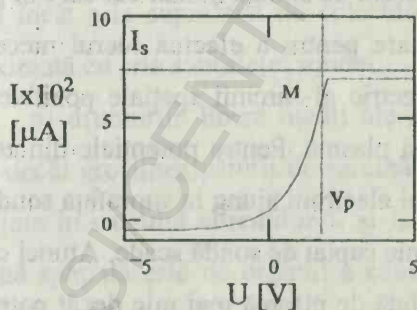


Fig. 2

electrodului de referință, în plasmă și, respectiv, pe sarcina spațială a sondei Langmuir. În condițiile în care căderile de potențial de pe electrodul de referință și în plasmă nu depind de intensitatea curentului electric prin circuitul de polarizare a sondei Langmuir, se teia variind continuu tensiunea U

la bornele surselor conectate în circuitul sondei și înregistrând cu microampermetrul valoarea intensității curentului electric prin circuit.

Caracteristica ideală a unei sonde plane într-o plasmă necolizională în care electronii au o distribuție maxwelliană este prezentată în figura 2.

Atunci când potențialul sondei este egal cu cel al plasmăi din vecinătatea sa ($V_s = V_p$), pe suprafața sondei vor veni particulele plasmăi, electroni și ioni, fără a fi accelerate sau frânate în mișcarea lor termică. Această situație corespunde punctului de inflexiune M de pe caracteristica $I(V)$. Datorită faptului că densitatea curentului termic a electronilor este mult mai mare decât cea ionică, pe suprafața sondei vor ajunge mai mulți electroni decât ioni și ca urmare curentul electric captat de sondă va fi unul preponderent electronic, $I_M = I_{e0} - I_{i0}$, unde I_{e0} și I_{i0} sunt curenții termici ai electronilor, respectiv ionilor pe suprafața sondei, S.

La potențiale pozitive față de plasmă, $V_s > V_p$, se obține ramura electronică a caracteristicii de sondă, deoarece electronii vor fi accelerați în sarcina spațială negativă formată între sondă și plasmă în timp ce ionii pozitivi vor fi respinși.

La potențiale negative față de plasmă, $V_s < V_p$, electronii sunt respinși de sondă și pe suprafața acesteia reușesc să ajungă numai cei care în plasmă au energie cinetică suficient de mare pentru a efectua lucrul mecanic al forței de respingere a câmpului electric al sarcinii spațiale pozitive ce se formează în acest caz între sondă și plasmă. Pentru potențiale din ce în ce mai negative, din ce în ce mai puțini electroni ajung la suprafața sondei, așa încât intensitatea curentului electronic captat de sondă scade. Atunci când se aplică sondei un potențial negativ față de plasmă mai mic decât potențialul flotant (corespunzător condiției de egalitate dintre curentul electronic și cel ionic), sunt respinși și electronii cei mai energici ai plasmăi, astfel încât rămâne dominant curentul dat de ionii pozitivi accelerați spre suprafața sondei. Se obține astfel ramura corespunzătoare saturației ionice a caracteristicii de sondă.

Pentru a găsi expresia teoretică a intensității curentului electronic funcție de potențialul sondei, $I(V)$, vom face următoarele ipoteze simplificatoare:

1) în absența sondei plasma este omogenă și izotropă, iar funcțiile de distribuție după viteze ale electronilor și ionilor sunt maxwelliene (în general în plasmă de temperatură joasă este satisfăcută inegalitatea $T_e \gg T_i$);

2) particulele încărcate electric care ajung la suprafața sondei nu sunt reflectate; nu produc efecte de emisie secundară și nu reacționează chimic cu materialul sondei;

3) electronii ajunși pe suprafața sondei trec în rețeaua cristalină a materialului contribuind la intensitatea curentului de sondă cu valoarea I_e ;

4) ionii pozitivi ajunși la suprafața sondei se recombina cu electronii rețelei cristaline a metalului contribuind la intensitatea curentului de sondă cu valoarea $-I_i$;

5) sarcina electrică spațială formată între sondă și plasmă se întinde pe o distanță mult mai mică decât dimensiunea caracteristică a sondei (raza sondelor sferice și cilindrice sau diametrul sondei plane sub formă de disc), astfel încât aria suprafeței de colectare a particulelor din plasmă poate fi aproximată cu aria suprafeței sondei;

6) drumurile libere medii ale electronilor și ionilor sunt mult mai mari decât grosimea păturii de sarcină spațială, astfel încât ciocnirile pot fi neglijate în calculul curenților I_e și I_i . Ținând cont că grosimea păturii de sarcină spațială este de ordinul a câtorva lungimi Debye, această condiție revine la inegalitatea $\lambda_{e,i} \gg \lambda_D$.

Pentru cazul sondei plane, polarizată la un potențial negativ față de plasmă, în condițiile valabilității ipotezelor de mai sus, putem exprima intensitatea curentului electric de sondă ca fiind:

$$I_s = I_e - I_i = I_{e0} \exp[-e(V_p - V_s)/kT_e] - I_{i0} \quad (1)$$

unde I_{e0} și I_{i0} sunt intensitățile curenților electronic și ionic colectați de suprafața S a sondei polarizate la potențialul plasmă. În limitele ipotezelor de mai sus, intensitățile I_{e0} și I_{i0} sunt date de produsul densității de curent termic a particulelor respective și aria suprafeței de colectare a acestora care, în ipotezele făcute mai sus, poate fi considerată aceeași cu aria sondei:

$$I_{0s} = en_s S \sqrt{\frac{kT_s}{2\pi m_s}}, \quad s=e, i$$

La o polarizare a sondei la un potențial electric pozitiv față de plasmă, toți electronii care vin dinspre plasmă spre suprafața sondei sunt colectați de către aceasta, componenta electronică a curentului de sondă rămânând I_{e0} . În acest caz între sondă și plasmă se formează un strat de sarcină spațială negativă în care ionii pozitivi sunt frânați, astfel încât intensitatea curentului ionic scade exponențial odată cu creșterea potențialului sondei.

Logaritmând relația (1), din panta dreptei astfel obținute se poate determina temperatura electronilor:

$$kT_e = \frac{V_{s2} - V_{s1}}{\ln(I_{s2}) - \ln(I_{s1})} \quad (2)$$

unde V_{s1} și V_{s2} sunt potențialele sondei pentru două puncte de pe caracteristică în zona liniară a acesteia.

Metoda reprezentării semilogaritmice permite și determinarea potențialului plasmă. Acest lucru se obține când curentul de sondă atinge valoarea de saturație. În realitate, datorită efectelor de margini, intensitatea curentului electronic depășește valoarea de saturație astfel încât există o creștere încontinuu a logaritmului curentului electronic de sondă, dar cu o pantă mai mică. De aceea se consideră că valoarea potențialului corespunzător punctului de intersecție a tangentelor la graficul caracteristicii de sondă în reprezentare semilogaritmă pentru $V_s < V_p$ și $V_s > V_p$ este egală

cu valoarea potențialului plasmei. Aflarea potențialului plasmei permite aflarea curentului de saturație I_{e0} .

Cunoașterea curentului de saturație și a temperaturii electronilor permite determinarea concentrației electronilor din plasmă:

$$n_e = \frac{I_s(V_p)}{eS} \sqrt{\frac{2\pi m_e}{kT_e}} \quad (2)$$

Pentru plasmă izotropă Druyvenstein a demonstrat că derivata de ordinul doi a intensității curentului electronic al sondei Langmuir, polarizată la potențiale retardante pentru electroni, poate da informații asupra funcției de distribuție după energia cinetică a electronilor. Pentru plasmă izotropă funcția de distribuție depinde doar de modulul vitezelor electronilor nu și de orientarea acestora. În aceste condiții se poate scrie o relație directă între funcția de distribuție după viteze a electronilor, $f(v)$, și cea după energiile cinetice ale acestora, $F(u)$, unde $u = m_e v^2/2$. Legătura dintre aceste funcții este ilustrată de relația:

$$n_e = 4\pi \int_0^\infty f(v) v^2 dv = 4\pi \sqrt{\frac{2}{m_e}} \int_0^\infty f(u) \sqrt{u} du = \int_0^\infty F(u) du,$$

unde funcția $f(u)$ rezultă prin schimbarea de variabilă $u = m_e v^2/2$ în expresia funcției $f(v)$ și este întâlnită în literatură sub denumirea de funcția de probabilitate a vitezei electronului.

Calculul conduce la următoarea expresie a curentului electronic de sondă, în cazul unei polarizări negative a acesteia:

$$I_e = \frac{2\pi e S}{m_e^2} \int_{e(V_p - V_s)}^\infty [u - e(V_p - V_s)] f(u) du$$

Derivând de două ori această expresie a intensității curentului electronic obținem următoarea relație:

$$\frac{\partial^2 I_s}{\partial V_s^2} = \frac{2\pi e^3 S}{m_e^2} f(u) \Big|_{u=e(V_p-V_s)} = \frac{Se^2}{4} \sqrt{\frac{2e}{m_e(V_p-V_s)}} F(u) \Big|_{u=e(V_p-V_s)} \quad (3)$$

Odată obținute funcțiile $f(u)$ și $F(u)$, se poate calcula densitatea electronilor, prin integrarea lui $F(u)$ după u . Acest mod de a obține densitatea electronilor este singurul corect în cazul în care funcția de distribuție a electronilor plasmei nu este maxwelliană. De asemenea se poate calcula energia cinetică medie a electronilor cu ajutorul relației:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\int_0^\infty F(u) u du}{\int_0^\infty F(u) du} \quad (4)$$

Pe baza energiei medii a electronilor se poate defini o temperatură efectivă a acestora.

3. Dispozitivul experimental

Dispozitivul experimental utilizat în lucrare este format dintr-un tub de descărcare racordat la o instalație de obținere a vidului. În interiorul tubului se află doi electrozi, catodul C și anodul A și o sondă. Schema tubului de descărcare și a circuitelor electrice este dată în figura 3.

Între electrozi se aplică o tensiune de la o sursă de înaltă tensiune reglabilă. Pentru a limita curentul de descărcare, în serie cu sursa de înaltă tensiune se așează un rezistor cu rezistența reglabilă. Circuitul de alimentare al sondei este un montaj potențiometric alcătuit dintr-o sursă stabilizată de curent continuu așezată la bornele unui potențiomtru. Sonda este alcătuită dintr-un fir de wolfram cu diametrul de 0,2mm și înălțimea zonei active de 2 mm.

4. Modul de lucru

Pentru stabilirea presiunii de lucru în instalația experimentală se repetă

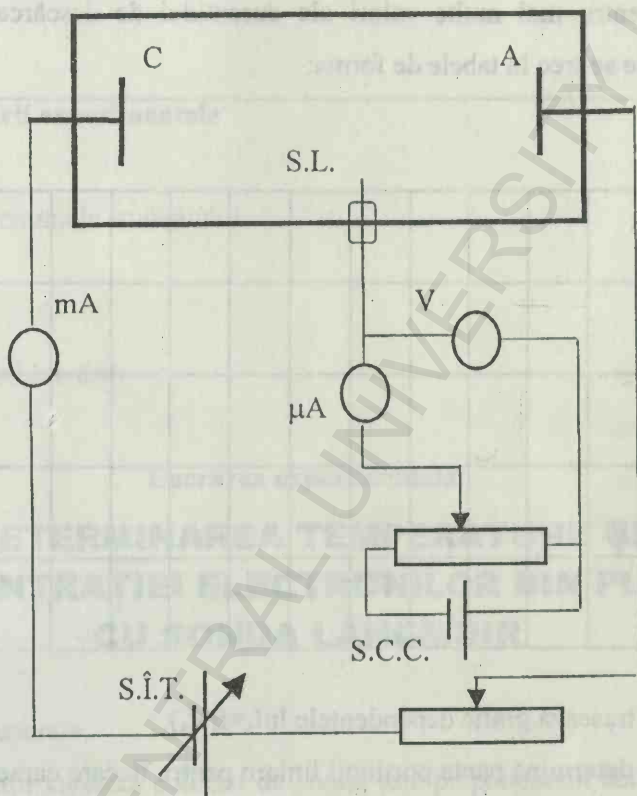


Fig. 3

operațiile prezentate în lucrarea „Aprinderea descărcării în câmpuri uniforme. Verificarea legii lui Paschen”. Odată efectuate operațiile de pregătire a instalației experimentale, se stabilește în tubul de descărcare o presiune corespunzătoare descărcării luminescente normale (câțiva torri).

1. Se aplică o diferență de potențial negativă suficient de mare pe sondă pentru a nu expune sonda la un curent excesiv de mare, după aprinderea descărcării.

2. Se aprinde descărcarea și se stabilește un curent de ardere astfel încât sonda să se afle în interiorul coloanei pozitive.

3. După stabilizarea descărcării se determină dependența curentului de sondă de tensiunea aplicată pe ea începând cu valoarea zero a curentului de sondă, pentru mai multe valori ale curentului de descărcare. Datele experimentale se trec în tabele de forma:

[illegible]

4. Se trasează grafic dependențele $\ln I_s = f(V_s)$.

5. Se determină panta porțiunii liniare pentru fiecare caracteristică în parte.

6. Din panta porțiunii liniare se determină temperatura T_e a electronilor.

7. Se determină curentul de saturație.

8. Cunosând curentul de saturație și temperatura electronilor se determină concentrația electronilor.

9. Pentru efectuarea calculelor se dau:

$\Phi_s = 0,2 \text{ mm};$

$l_s = 2 \text{ mm};$

$$k=1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/grad};$$

$$m_e=9,1 \cdot 10^{-31} \text{ Kg};$$

$$e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}.$$

Temperatura și concentrația electronilor se vor trece în tabelul de mai sus.

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

DETERMINAREA TEMPERATURII ȘI CONCENTRAȚIEI ELECTRONILOR DIN PLASMĂ CU SONDA LANGMUIR

Observații generale:

1. În ce condiții curentul colectat de sondă este preponderent determinat de ionii pozitivi ce cad pe aceasta?

.....
.....
.....

2. Ce condiție se impune drumului liber mediu al electronilor și ionilor în raport cu grosimea sarcinii spațiale din apropierea sondei?

.....
.....
.....

.....

.....

.....

.....

.....

.....

Experimentale

[illegible]

2. Gráfico $\ln I_s = f(V)$

DETERMINAREA TEMPERATURII ELECTRONILOR DIN PLASMĂ CU AJUTORUL SONDEI DUBLE

1. Scopul lucrării

Se urmărește însușirea tehnicii de diagnoză a plasmelor unei descărcări luminescente cu ajutorul metodei sondei simple. Se determină temperatura electronilor în coloana pozitivă a unei descărcări în curent continuu.

2. Considerații teoretice

În cazul în care potențialul electrodului de referință nu poate fi menținut constant (cazul plasmelor postluminescente sau al plasmelor de radiofrecvență) sau în cazul în care plasma nu este în contact direct cu

electrodul (cazul plasmelor fără electrozi), metoda sondei Langmuir nu poate fi folosită. În toate aceste cazuri se folosește metoda sondei duble (Kojima și Takayma, 1949, și ulterior alții), care constă din două sonde identice sau diferite de aceeași grosime (plană, sferică sau cilindrică), introduse în plasma de studiat la o distanță una de alta care poate varia de la câțiva centimetri la câțiva zeci de centimetri. Schema de

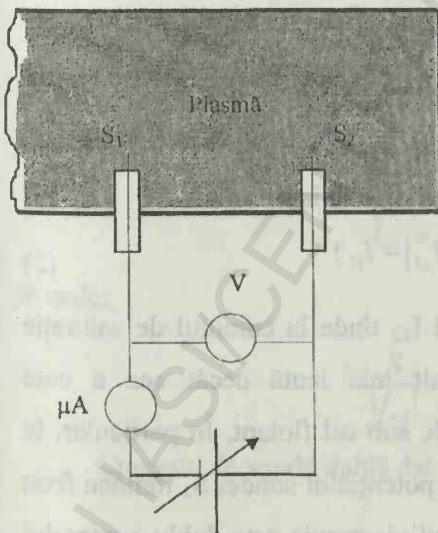


Fig. 1

principiu a unui montaj experimental de sondă dublă este prezentată în

figura 1. Variind din exterior diferența de potențial dintre cele două sonde, se modifică curentul din circuitul de sondă și se obține caracteristica volt-amperică de sondă dublă, sub forma prezentată în figura 2 (cazul sondelor ideale).

Dacă mărimea $\Delta\Phi_p$ este chiar diferența de potențial dintre cele două puncte din plasmă în care au fost introduse sondele, atunci:

$$V_{12} - \Delta\Phi_p = V' - V''$$

unde V' și V'' sunt potențialele plasmă față de potențialul primei sonde și, respectiv, față de potențialul celei de a doua sonde.

Atunci când $V_{12}=0$, fiecare din cele două sonde se fixează la potențialul flotant $V_{fl}=V_{f2}$ iar curentul I_{12} este nul. Pentru celelalte valori $V_{12} \neq 0$, sondele culeg curenți ionici și electronici care trebuie să satisfacă legea lui Kirchhoff:

$$|I_{e1}| - I_{i1} + |I_{e2}| - I_{i2} = 0 \quad (1)$$

De asemenea, atunci când $V_{12}>0$, sonda S_1 culege electroni în exces (curentul prin aceasta fiind $|I_{e1}| - I_{i1}$) care circulă în circuitul exterior și este compensat la nivelul sondei S_2 de un exces de ioni în sens opus (dând un curent $I_{i2} - |I_{e2}|$). Curentul măsurat este dat de relația:

$$I_{12} = |I_{e1}| - I_{i1} = -(I_{e2} - I_{i2}) \quad (2)$$

Dacă V_{12} tinde la infinit, curentul I_{12} tinde la curentul de saturație ionică dar variația este tot timpul mult mai lentă decât cea a unei caracteristici de sondă simplă la potențiale sub cel flotant. În particular, în cazul în care curentul ionic este constant, potențialul sondei S_1 rămâne fixat la o valoare limită în așa fel încât curentul electronic este dublu curentului electronic la potențialul flotant:

$$V_{lim} \cong V_f + 0,7kT/e \quad (3)$$

Condițiile impuse până acum pot fi folosite în interpretarea caracteristicii de sondă în regiunea $V_{12} > 0$. Din cauză că sondele sunt identice, schimbând sensul lui V_{12} se inversează rolurile celor două sonde. În același timp se schimbă și sensul curentului. Caracteristica este o curbă simetrică în raport cu originea.

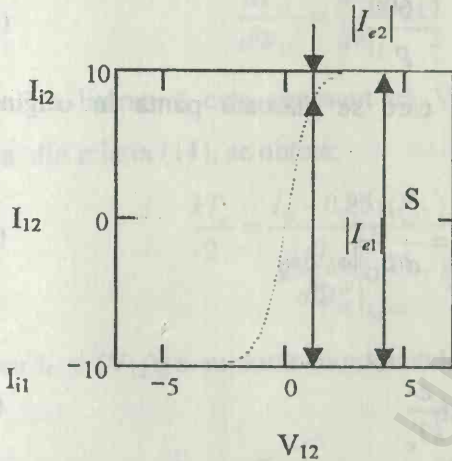


Fig. 2

În cazul în care $|V_{12}|$ este mare, curentul de sondă are valoarea curentului ionic de saturație care, presupunându-l constant, face să obținem o caracteristică de sondă ca în figura 2. Curenții ionici fiind $I_{i1} = I_{i2} = S/2$.

Din ecuația 1 găsim: $|I_{e1}| + |I_{e2}| = S$.

Fiecare din acești doi curenți pot fi scriși astfel:

$$I_{ej} = I_{0j} e^{\frac{eV_{sj}}{kT_e}}, j=1,2 \quad (4)$$

de unde:

$$\frac{S}{|I_{e2}|} = e^{\frac{e(V_{s1} - V_{s2})}{kT_e}} + 1 \quad (5)$$

Curentul de sondă dublă dat de relația 2 devine:

$$I_{12} = \frac{S}{2} \left[1 - 2 \frac{|I_{e2}|}{S} \right] = \frac{S}{2} e^{\frac{V_{s1} - V_{s2}}{kT_e}} - 1$$

Pe scurt:

$$I_{12} = \frac{S}{2} th \frac{eV_{12}}{2kT_e} \quad (6)$$

Relația (5) sugerează o primă metodă de determinare a temperaturii electronice T_e . Astfel, panta graficului $\ln(S/|I_{e2}|-1)$ funcție de V_{12} , este e/kT_e încât, exprimând prin p panta în $1/V$ se poate găsi temperatura ca:

$$T(K) = \frac{11600}{p} \quad (7)$$

O altă metodă este cea în care se măsoară panta în originea caracteristicii. Făcând notația:

$$\frac{1}{R} = \left. \frac{dI_{12}}{dV_{12}} \right|_{V_{12}=0, I_{12}=0} = \left. \frac{dI_{12}}{d\Phi_{12}} \right|_{\Phi_{12}=\Delta\Phi_p, I_{12}=0} \quad (8)$$

Derivând relația (6) găsim:

$$\frac{1}{R} = \frac{S}{4} \frac{e}{kT_e} \quad (9)$$

Aceasta conduce la:

$$T(K) = 2900S \left. \frac{d\Phi_{12}}{dI_{12}} \right|_{I_{12}=0} \quad (10)$$

Caracteristicile reale nu prezintă un palier de saturație a curentului ionic încât metodele prezentate până acum nu pot fi folosite în determinarea temperaturii T_e .

A doua metodă prezentată poate fi adaptată pentru aflarea temperaturii electronice pornind de la caracteristicile reale. Se face presupunerea că variația curentului ionic în zona de saturație se face liniar cu o pantă s ($s>0$), după relația:

$$I_i(V_s) = I_i(0) - sV_s$$

În urma derivării, relația (10) devine:

$$\frac{dI_{12}}{d\Phi_{12}} = \left[\frac{eI_{e1}}{kT_e} + s \right] \frac{dV_{s1}}{d\Phi_{12}} \quad (11)$$

În punctul de inflexiune ($I_{12}=0$, $V_{12}=0$) pentru sonde identice:

$$|I_{e1}| = I_1 = I_{1(V_f)}$$

Se mai presupune că:

$$\frac{dV_{s1}}{d\Phi_{12}} = \frac{dV_{s1}}{dV_{12}} = \frac{1}{2}$$

Din literatură este cunoscut că $V_f - V_0 = 0,85(V_{12})_e$. Ținând cont de aceasta, din relația (11), se obține:

$$\frac{kT_e}{2} = \frac{I_0 - 0,85s(V_{12})_e}{2 \left. \frac{dI_{12}}{d\Phi_{12}} \right|_{I_{12}=0}} - s \quad (12)$$

unde cu I_0 și $(V_{12})_e$ s-au notat coordonatele punctelor C de pe caracteristica dată în figura 3. Din acest punct, curentul electronic devine neglijabil.

Formula 12 poate fi extinsă și pentru sonde ce nu au suprafață egală, înlocuindu-l pe I_0 cu expresia:

$$I_0 = \frac{I_{01} + I_{02}}{2}$$

unde I_{01} și I_{02} sunt valorile modulelor curenților în punctele C corespunzătoare unei caracteristici asimetrice.

Data fiind construcția sondei duble ia prezintă și avantaje și dezavantaje față de sonda simplă.

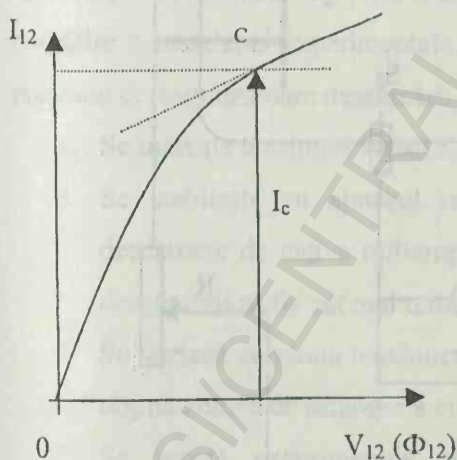


Fig. 3

Ca avantaj este faptul că valorile curenților colectați sunt mici astfel încât perturbarea plasmă este foarte slabă.

Inconvenientul este acela că nu se poate determina expresia funcției de distribuție după energie, nici verifica dacă ipoteza că distribuția maxwelliană de la care s-a plecat este sau nu adevărată.

3. Dispozitivul experimental

În interiorul tubului de descărcare (vezi figura 4) se găsesc doi

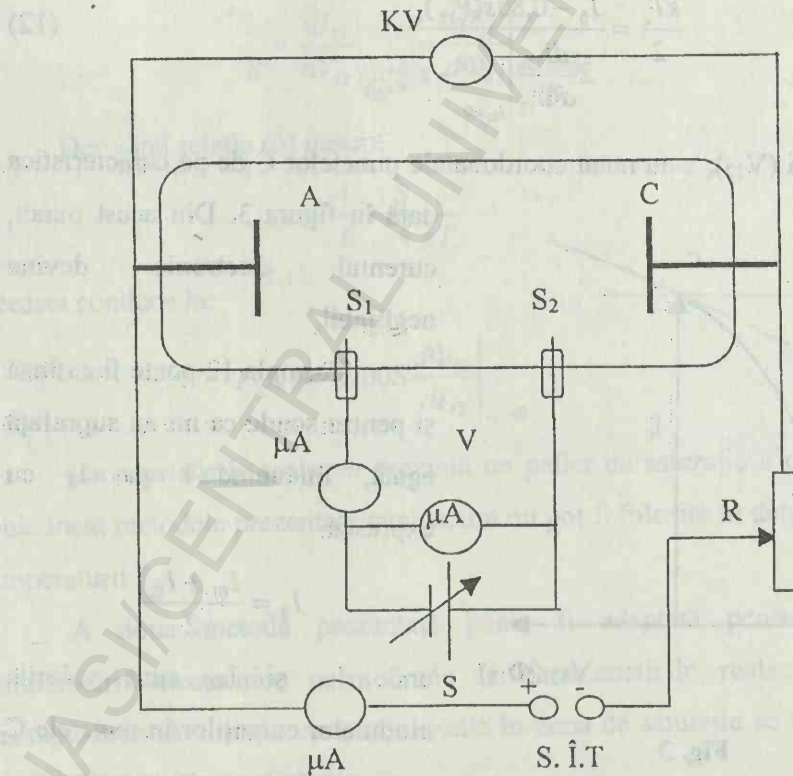


Fig. 4

electrozi, dintre care unul va constitui catodul C, iar altul anodul, precum și

două sonde de wolfram cu diametrul de $\Phi=0,2$ mm așezate la o distanță $l=92$ mm una de alta. Tot pe figura 4 se poate vedea și schema electrică.

Sursa de înaltă tensiune (S.Î.T.) va trebui să asigure tensiuni de 2000-4000 V și curenți de ordinul zecilor de miliamperi. Rezistența de limitare a curentului de descărcare, conectată în serie în circuit, are valoarea de ordinul $10^4 \Omega$ suportând un curent maxim de 100 mA. Sursa S trebuie să furnizeze tensiuni continui stabilizate până la câțiva zeci de volți, în regim reglabil.

4.Modul de lucru

Pentru stabilirea presiunii de lucru în instalația experimentală se repetă operațiile prezentate în lucrarea „Aprinderea descărcării în câmpuri uniforme. Verificarea legii lui Paschen”. Odată efectuate operațiile de pregătire a instalației experimentale, se stabilește în tubul de descărcare o presiune corespunzătoare descărcării luminiscente normale (câțiva torri).

1. Se mărește tensiunea sursei S.Î.T. până când se aprinde descărcarea;
3. Se stabilește cu ajutorul rezistenței de limitare un curent de descărcare de câțiva miliamperi în așa fel încât coloana pozitivă a descărcării să fie cât mai uniformă pe toată lungimea ei;
4. Se variază continuu tensiunea furnizată de sursa S astfel încât să se obțină zonele de saturație a curentului ionic pentru cele două sonde;
5. Se repetă experimentul pentru trei valori ale curentului de descărcare;
6. Datele experimentale se trec în următorul tabel:

I [mA]						
Nr. crt.	V ₁₂ [V]	I ₁₂ [μA]	V ₁₂ [V]	I ₁₂ [μA]	V ₁₂ [V]	I ₁₂ [μA]
1						
2						
3						
4						
5						

7. Se reprezintă grafic pe hârtie milimetrică dependența $I_{12}=f(V_{12})$.
8. Din grafic se determină panta curentului ionic în zona de saturație;
9. Se determină coordonatele punctului C, din grafic, așa cum se precizează în partea teoretică a referatului;
10. Se determină pante caracteristicii volt-amperice în jurul originii;
11. Rezultatele astfel obținute se înlocuiesc în relația 12.

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

DETERMINAREA TEMPERATURII ELECTRONILOR DIN PLASMĂ CU AJUTORUL SONDEI DUBLE

Observații generale:

1. În ce condiții experimentale este stric necesară folosirea metodei sondei duble?

.....

.....

.....

2. Care sunt avantajele și dezavantajele acestei metode?

.....

.....

.....

12. Din ce cauză nu se poate folosi în practică relația 7 pentru aflarea temperaturii electronice?

.....

.....

.....

13. În urma rezultatelor experimentale, ce concluzii se pot trage asupra valorii energiei medii a electronilor din coloana pozitivă funcție de curentul de ardere?

.....

.....

.....

Rezultate experimentale

1. Tabelul cu rezultatele experimentale

I [mA]						
Nr. crt.	V_{12} [V]	I_{12} [μ A]	V_{12} [V]	I_{12} [μ A]	V_{12} [V]	I_{12} [μ A]
1						
2						
3						
4						
5						

2. Graficele experimentale

DIAGNOSTICAREA PLASMEI CU AJUTORUL ANALIZORULUI ELECTROSTATIC

1. Scopul lucrării

Determinarea funcției de distribuție pe energii a electronilor cu ajutorul analizorului electrostatic. Se determină evoluția funcției de distribuție pe energii a electronilor atunci când distanța față de planul catodului se mărește.

2. Considerații teoretice

Am văzut că intensitatea curentului colectat de sonda Langmuir este rezultatul contribuției componentelor electronică și ionică ale plasmăi. O

separare a contribuției acestora se poate face folosind un electrod grilă interpus între electrodul colector și plasmă și polarizat fie la un potențial suficient de negativ pentru a respinge electronii, fie la un potențial suficient de pozitiv pentru a respinge ionii. Dispozitivul astfel format se numește analizor electrostatic.

În figura 1 este prezentat

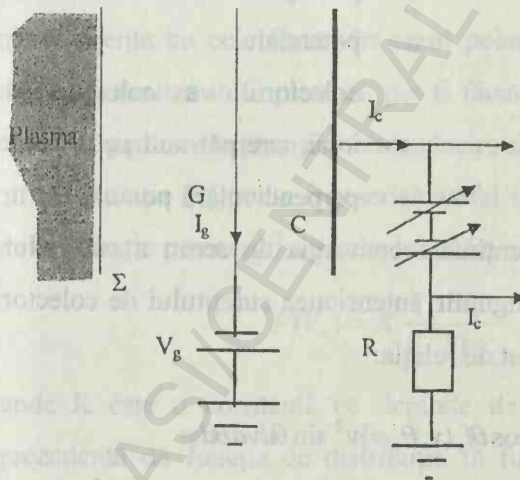


Fig. 1

schematic un astfel de dispozitiv.

În condițiile în care geometria câmpului electric generat de grilă se păstrează plană (suprafețele echipotențiale sunt plane paralele cu suprafața grilei), se consideră că numai o fracțiune α din ionii pozitivi captați din plasmă trec prin orificiile grilei spre colector, restul ionilor fiind colectați de grilă formând astfel curentul de intensitate I_g . Dacă neglijăm efectul sarcinilor spațiale, distribuția de potențial în spațiul dintre grilă și placă trebuie să fie liniară, ca între plăcile unui condensator plan în vid. Ionii care pătrund în spațiul dintre G și C vor fi atrași sau respinși de colector funcție de valoarea potențialului aplicat pe acesta.

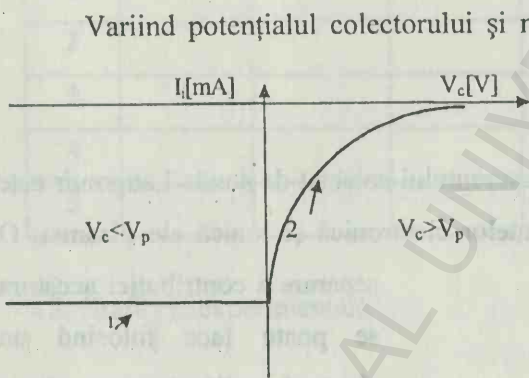


Fig. 2

grilei, se obține o caracteristică de colector, care în mod ideal, apare ca cea din figura 2. La potențiale mai mici decât potențialul plasmă, colectorul va colecta toți ionii care pătrund pe direcția perpendiculară pe analizor în spațiul dintre grilă și acesta. Menținând convenția de semn a curenților colectați ca și în cazul sondei Langmuir, intensitatea curentului de colector va fi $I_c = -\alpha I_{i0}$, unde I_{i0} este exprimat de relația:

$$I_{i0} = Se \int_{v_{min}}^{\infty} \int_0^{\theta_{max}} \int_0^{2\pi} v \cos \theta f_i(v, \theta, \varphi) v^2 \sin \theta dv d\theta d\varphi$$

Analizorul poate face discriminarea particulelor după direcția de mișcare, θ . Doar particulele care vin dinspre plasmă spre grilă pe o direcție apropiată de cea perpendiculară pot pătrunde prin ochiurile grilei spre colector. Considerând o funcție de distribuție simetrică după unghiul φ și

unghiul $\theta_{\max}$ suficient de mic, se poate face integrala după unghiurile θ și φ și se obține:

$$I_i = \frac{\alpha \pi e S \theta_{\max}^2}{2} \int_{v_{\min}}^{\infty} v^2 f(v) dv \quad (1)$$

Ținând cont că $v_{\min}^2 = 2eV_c / m_i$ și derivând această relație în raport cu potențialul aplicat colectorului obținem:

$$\frac{\partial I_i}{\partial V_c} = \frac{\alpha \pi e S \theta_{\max}^2}{2} v^2 f(v) \Big|_{v^2 = 2eV_c / m_i} \quad (2)$$

Relația (2) arată că se poate găsi funcția de distribuție după vitezele particulelor pe direcția perpendiculară pe analizor. Dezavantajul acestui sistem este că limitarea după direcție a numărului de particule care intră în analizor face ca intensitatea curentului de colector să scadă mult și astfel să devină greu de detectat. Zgomotul în funcția $I_c(V_c)$ este amplificat prin derivare astfel încât el poate să acopere semnalul util. Din acest motiv metoda este utilizată în diagnosticarea plasmelor dense. Aceleași raționamente cu cele făcute în cazul polarizării negative a grilei, pentru a separa și analiza ionii plasmei, pot fi făcute și pentru polarizarea pozitivă a acesteia, pentru a separa și analiza electronii.

Relația (2) poate fi rescrisă astfel încât să se poată explicita funcția de distribuție pe energii a particulelor. Se obține astfel:

$$F(V_c) = K \frac{1}{V_c} \frac{\partial I_i}{\partial V_c} \quad (3)$$

unde K este o constantă ce depinde de geometria analizorului. Relația precedentă dă funcția de distribuție în funcție de potențialul retardant al colectorului, pentru a afla funcția de distribuție pe energii se înmulțește acest potențial cu sarcina electronului.

În multe situații practice interesează așa numita funcție de distribuție normată la unitate. Această funcție arată densitatea de probabilitate ca un

ion să aibă o anumită energie. Pentru a determina funcția de distribuție normată pornind de la funcția de distribuție pe energii dată de relația (3), se impune condiția ca:

$$F(V_c) = n f(V_c)$$

unde n este concentrația ionilor iar $f(V_c)$ este funcția de distribuție normată. Pe baza acestei condiții, rezultă expresia relației de calcul a funcției de distribuție normate la unitate:

$$f(V_c) = \frac{\frac{1}{V_c} \frac{\partial I_c}{\partial V_c}}{\int_0^{\infty} \frac{1}{V_c} \frac{\partial I_c}{\partial V_c} dV_c} \quad (4)$$

După cum vedem din relația (4), constanta geometrică a analizorului electrostatic nu intervine în determinarea expresiei funcției de distribuție normate.

Odată obținute funcțiile $f(V_c)$ și $F(V_c)$, se poate calcula densitatea electronilor, prin integrarea lui $F(V_c)$ după V_c . Acest mod de a obține densitatea electronilor este singurul corect în cazul în care funcția de distribuție a electronilor plasmă nu este maxwelliană. De asemenea se poate calcula energia cinetică medie a electronilor cu ajutorul relației:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_0^{\infty} F(V_c) V_c dV_c}{\int_0^{\infty} F(V_c) dV_c} \quad (5)$$

Pe baza energiei medii a electronilor se poate defini o temperatură efectivă a acestora.

Deși este o metodă ce permite determinarea unui număr mare de mărimi caracteristice purtătorilor de sarcină din plasmă, această metodă

prezintă și dezavantaje. Unul din aceste dezavantaje l-am prezentat anterior celălalt dezavantaj major este dat de perturbarea masivă a mediului în care este introdus acest dispozitiv din cauza dimensiunilor lui. Ținând cont de avantajele incontestabile ale analizorului electrostatic, cu toate limitările impuse de inconvenientele mai sus amintite, în condițiile dezvoltării tehnicilor de calcul pe calculator, el reprezintă astăzi un dispozitiv foarte important în mâna experimentatorilor ce se ocupă cu fizica plasmă.

3. Dispozitivul experimental

Dispozitivul experimental utilizat în această experiență este cel prezentat

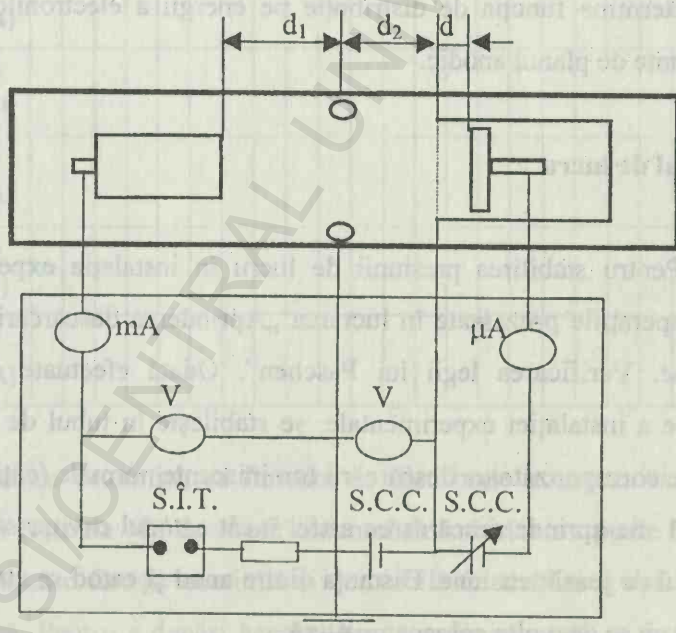


Fig. 3

în figura 3. În partea stângă a acestui dispozitiv se află sursa de plasmă alcătuită dintr-un catod cavită și un anod inelar. Catodul cavită permite obținerea unui curent de descărcare ridicat la o tensiune de ardere relativ

joasă. Așa cum s-a arătat la lucrarea intitulată „Efectul catodului cavitărilor”, electronii ce ies din cavitatea catodică au o componentă ce are un puternic caracter de fascicul. Din acest motiv, pe ansamblul electronilor ce pătrund în spațiul întunecos Faraday, funcția de distribuție pe energii este diferită de funcția de distribuție Maxwell. Prin intermediul acestei lucrări de laborator se urmărește punerea în evidență a funcției de distribuție a electronilor din spațiul întunecos Faraday al acestei descărcări precum și compararea acesteia cu distribuția Maxwell corespunzătoare valorii medii a energiei acestor electroni.

În partea dreaptă a dispozitivului experimental se află analizorul electrostatic. Acesta poate fi deplasat în lungul axului descărcării pentru a determina funcția de distribuție pe energii a electronilor la diferite distanțe de planul anodic.

4. Modul de lucru

Pentru stabilirea presiunii de lucru în instalația experimentală se repetă operațiile prezentate în lucrarea „Aprinderea descărcării în câmpuri uniforme. Verificarea legii lui Paschen”. Odată efectuate operațiile de pregătire a instalației experimentale, se stabilește în tubul de descărcare o presiune corespunzătoare descărcării luminescente normale (câțiva torri).

1. Se aprinde descărcarea astfel încât catodul cavitărilor să funcționeze în modul de joasă tensiune. Distanța dintre anod și catod se stabilește astfel încât să nu se dezvolte coloana pozitivă.

2. Se aplică între grilă și anod o diferență de potențial de 5-6 V astfel încât ionii din plasmă să nu poată pătrunde în spațiul din spatele grilei.

3. Pornind de la zero se crește tensiunea dintre G și C, din 0,5 în 0,5

V, citind pentru fiecare valoare a tensiunii curentul de colector până când valoarea curentului de colector devine o zecime din valoarea maximă.

4. Se repetă aceleași măsurători pentru cel puțin trei valori ale distanței dintre analizor și planul anodului (pentru aceeași distanță catod-anod și aceeași valoare a curentului de descărcare).
5. Rezultatele experimentale se trec în următorul tabel:

$I_{desc.}$ [mA]																
d_2 [mm]	V_c [V]															
	I_c [μA]															
d_2 [mm]	V_c [V]															
	I_c [μA]															
d_2 [mm]	V_c [V]															
	I_c [μA]															

6. Pentru determinarea funcției de distribuție normate nu se poate aplica direct formula (4), deoarece curentul de colector nu poate fi obținut experimental ca o funcție continuă și derivabilă de tensiunea aplicată între grilă și placă. Pentru a depăși această limită experimentală se face apel la metode numerice de prelucrare a datelor experimentale. Recomandăm ca datele experimentale să fie prelucrate astfel: cu ajutorul metodei celor mai mici pătrate se determină polinomul de un anumit ordin (de ordinul minim 4) care se apropie, pe intervalul în care au fost efectuate măsurătorile, de

datele experimentale. Acest polinom este folosit în continuare în formula (4) pentru determinarea funcției de distribuție normale.

Prezentăm în continuare o variantă de rezolvare a problemei cu ajutorul programului „MatCad 2000”:

ORIGIN≡1

U:=

I:=

n:=length(U)

m:=5

i:=1..n

k:=1..2.m+1

$s_k := \sum_i (U_i)^{k-1}$

k:=1..m+1

$b_k := \sum_i I_i \cdot (U_i)^{k-1}$

i:=1..m+1

j:=1..m+1

$a_{ij} := s_{i+j-1}$

$c := a^{-1} \cdot b$

$F(X) := \sum_i c_i \cdot X^{i-1}$

X:=

a:=0

b:=

$D(F, X) := \frac{d^1}{dX^1} F(X)$

$$f(X) := \frac{\frac{1}{X} D(F, X)}{\int_a^b \frac{1}{X} D(F, X) dX}$$

Pentru determinarea energiei medii a electronilor se folosește relația (5) care, se introduce în programul de calcul sub forma:

$$\varepsilon = \frac{\int_a^b f(X) X dX}{\int_a^b f(X) dX}$$

Temperatura electronică corespunzătoare acestei energii medii se calculează cu relația:

$$\frac{1}{2} kT_e = \varepsilon$$

Odată stabilită temperatura efectivă a electronilor se poate determina funcția de distribuție maxwelliană corespunzătoare cu ajutorul relației:

$$f_s(v) = (m_e / 2\pi kT_e)^{3/2} \exp(-m_e v^2 / 2kT_e)$$

Cu ajutorul programului de calcul folosit se fac reprezentările grafice pentru cele trei distanțe. Pe fiecare grafic va fi reprezentată funcția de distribuție experimentală precum și funcția de distribuție maxwelliană corespunzătoare temperaturii efective. Aceste grafice vor fi anexate la referatul lucrării.

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

DIAGNOSTICAREA PLASMEI CU AJUTORUL ANALIZORULUI ELECTROSTATIC

Observații generale:

1. Ce poate efectua în plus de sonda Langmuir un analizor electrostatic?

.....
.....
.....

2. Ce erori pot interveni în determinarea mărimilor fizice cu ajutorul analizorului electrostatic?

.....
.....
.....

4. Ce concluzii puteți trage din confruntarea funcției de distribuție experimentale cu funcția de distribuție Maxwell corespunzătoare temperaturii efective a electronilor?

.....
.....
.....

5. Cum evoluează energia medie a electronilor pe măsură ce se mărește distanța față de sursa de plasmă? Care este explicația acestei evoluții?

.....
.....
.....

Rezultate experimentale

1. Tabel cu rezultatele experimentale

[illegible]

2. Graficele funcțiilor de distribuție

DETERMINAREA CONDUCTIVITĂȚII ELECTRICE A UNEI PLASME

1.Scopul lucrării

Se urmărește determinarea conductibilității electrice a coloanei pozitive dintr-o descărcare luminiscentă în curent continuu.

2. Considerații teoretice

Dacă plasma se află într-un câmp electric de intensitate $\vec{E}$, mișcarea particulelor încărcate electric-electroni sau ioni- diferă oarecum de mișcarea haotică obișnuită a particulelor de gaz: peste agitația termică dezordonată a particulelor se suprapune, sub acțiunea câmpului electric, o mișcare orientată de-a lungul unei linii de forță a câmpului. Traectoria unei particule electrizate între două ciocniri nu mai este rectilie, ci parabolică. Drumul Δs descris de particulă într-un interval de timp Δt , cu toate întoarcerile și zig-zag-urile sale, este mai lung decât distanța Δx pe care particula o parcurge în acest timp în lungul liniilor de forță.

Fie v numărul de ciocniri pe care le suferă particula electrizată în același timp Δt . Mărima $\lambda = \Delta x / \Delta t$ reprezintă lungimea parcursului liber mijlociu în direcția liniilor de forță ale câmpului. În porțiunea Δx particula primește, sub acțiunea câmpului, energia suplimentară $eE\Delta x$. La fiecare ciocnire, elastică sau neelastică, particula electrizată pierde în medie o anumită fracțiune f din energia ei E . Cantitate totală de energie, pierdută de particulă datorată tuturor ciocnirilor suferite pe porțiunea Δx , este $vfE \cdot \Delta t$.

$$v f E < e E \Delta x \quad (1)$$

energia și viteza particulei cresc în timpul mișcării de la un electrod la altul. Frațiunea medie de energie pierdută de particulă la fiecare ciocnire elastică este constantă și egală cu $2m/M$, unde m este masa particulei electrizate iar M masa particulei neutre cu care s-a ciocnit. La o ciocnire neelastică, o particulă electrizată pierde nu fracțiunea $2m/M$ din energia sa, ci o cantitate determinată de energie, egală cu energia de ionizare sau de excitare. Numărul ciocnirilor elastice este însă foarte mare față de numărul ciocnirilor neelastice, de aceea, fracțiunea f poate fi considerată constantă.

Odată cu creșterea energiei E crește și $v f E$, adică crește cantitatea de energie pierdută de particulă pe drumul Δx . Când $v f E$ devine egal cu $e E \Delta x$, energia medie în timp a particulei nu se mai schimbă, regimul de mișcare al particulei devine staționar și viteza ei medie pe direcția de la un electrod la celălalt devine constantă. Viteza cu care un electron sau ion se deplasează în direcția liniilor de câmp, atunci când intensitatea câmpului este egală cu unitatea, se numește mobilitatea electronului sau ionului. Teoria și experiența arată că pentru ioni, viteza u este proporțională cu intensitatea câmpului, adică:

$$u = \mu E, \quad (2)$$

unde μ este mobilitatea, așa cum rezultă din definiția de mai sus. Pentru electroni, dependența dintre u și E este mai complicată.

În regim staționar, densitatea de curent dintr-un punct al plasmiei va fi, ținând cont de faptul că în interiorul plasmiei se deplasează atât electronii cât și ionii, dată de relația:

$$j = en(u_e + u_i) = en(\mu_i + \mu_e)E \quad (3)$$

Mărimea $\sigma = en(\mu_e + \mu_i)$ se numește conductivitatea plasmiei. În general, această mărime electrică este, pentru plasmă, dependentă de intensitatea câmpului electric.

Fie o coloană cilindrică de plasmă. Delimităm din aceasta o porțiune de lungime L , ca în figura 1. După cum am constatat, în regim staționar

apare un transfer de energie de la câmpul electric la atomii gazului prin intermediul sarcinilor electrice libere. Puterea electrică transportată de curentul electric I este:

$$P=UI$$

Puterea electrică raportată la unitatea de volum va fi:

$$P=UI/SI$$

Ținând cont că $E=U/L$ și

$j=IS$, putem scrie că:

$$P=jE$$

Folosind și relația (3), rezultă:

$$\sigma=P/E \quad 4)$$

Din relația (4) rezultă că dacă se determină experimental puterea electrică P din unitatea de volum, precum și intensitatea câmpului electric longitudinal E al plasmăi, se poate calcula conductivitatea acesteia.

3. Dispozitivul experimental

Dispozitivul experimental utilizat în această lucrare este un tub de descărcare atașat la o instalație de obținere și măsurare a vidului.

În interiorul tubului de descărcare (vezi figura 2) se găsesc doi electrozi, dintre care unul va constitui catodul C , iar altul anodul, precum și două sonde de wolfram cu diametrul de $\Phi=0,2$ mm așezate la o distanță $l=92$ mm una de alta. Tot pe figura 2 se poate vedea și schema electrică.

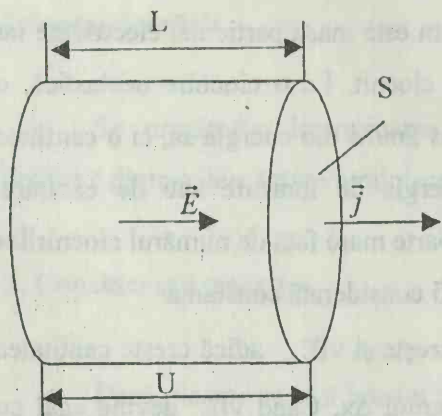


Fig. 1

Sursa de înaltă tensiune (S.Î.T.) va trebui să asigure tensiuni de 2000-4000V și curenți de ordinul zecilor de miliamperi. Rezistența de

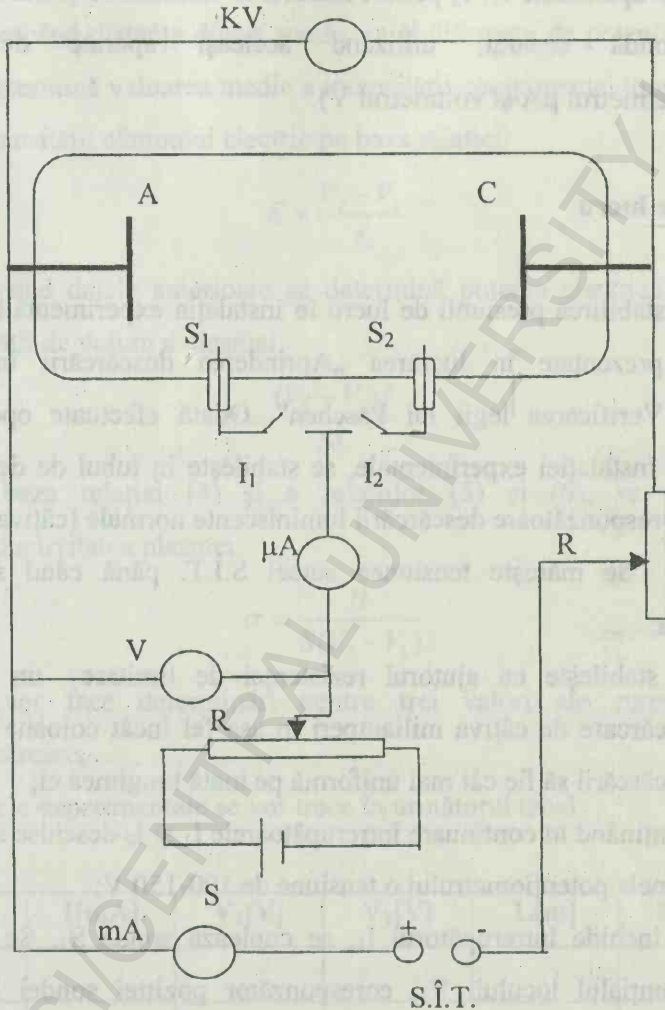


Fig. 2

limitare a curentului de descărcare, conectată în serie în circuit, are valoarea de ordinul $10^4 \Omega$ suportând un curent maxim de 100 mA. Valoarea rezistenței potențiometrului se alege în funcție de parametrii sursei S care

trebuie să furnizeze tensiuni continui stabilizate până la 600 V, în regim reglabil.

Înterupătoarele I_1 , I_2 permit măsurarea tensiunilor și curenților prin fiecare sondă separat, utilizând aceleași aparate de măsură (microampermetrul μA și voltmetrul V).

4.Modul de lucru

Pentru stabilirea presiunii de lucru în instalația experimentală se repetă operațiile prezentate în lucrarea „Aprinderea descărcării în câmpuri uniforme. Verificarea legii lui Paschen”. Odată efectuate operațiile de pregătire a instalației experimentale, se stabilește în tubul de descărcare o presiune corespunzătoare descărcării luminescente normale (câțiva torri).

1. Se mărește tensiunea sursei S.Î.T. până când se aprinde descărcarea;
2. Se stabilește cu ajutorul rezistenței de limitare un curent de descărcare de câțiva miliamperi în așa fel încât coloana pozitivă a descărcării să fie cât mai uniformă pe toată lungimea ei;
3. Menținând în continuare întrerupătoarele I_1 și I_2 deschise se aplică la bornele potențimetrului o tensiune de 100-150 V;
4. Se închide întrerupătorul I_1 , se cuplează sonda S_1 . Se determină potențialul locului, V_1 , corespunzător poziției sondei S_1 (pentru ușurarea experienței se poate folosi și potențialul flotant, deoarece diferența dintre potențialele flotante a două puncte din plasmă este practic egală cu diferența potențialelor locale-vezi lucrarea „Determinarea temperaturii și concentrației electronilor din plasmă cu sonda Langmuir”);

5. Se deschide întrerupătorul I_1 și se închide întrerupătorul I_2 . Se determină și în acest caz potențialul locului, V_2 , corespunzător poziției sondei S_2 ;
6. Cunoscând distanța dintre sonde, ca și diferența de potențial $V_2 - V_1$, se determină valoarea medie a intensității componente longitudinale a intensității câmpului electric pe baza relației:

$$E = \frac{V_2 - V_1}{L} \quad (5)$$

7. Folosind datele anterioare se determină puterea electrică furnizată unității de volum a plasmiei:

$$P = \frac{(V_2 - V_1)I}{SL} \quad (6)$$

8. Pe baza relației (4) și a relațiilor (5) și (6), se determină conductivitatea plasmiei:

$$\sigma = \frac{IL}{S(V_2 - V_1)} \quad (7)$$

9. Se vor face determinări pentru trei valori ale curentului de descărcare;
10. Datele experimentale se vor trece în următorul tabel:

Nr. crt.	I[mA]	V ₁ [V]	V ₂ [V]	L[m]	S[m ²]

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

DETERMINAREA CONDUCTIVITĂȚII ELECTRICE A UNEI PLASME

Observații generale:

1. Ce reprezintă drumul liber mediu al unui purtător de sarcină?

.....

.....

.....

2. Din ce cauză energia medie a purtătorilor de sarcină din interiorul plasmei în care acționează un câmp electric atinge o valoare staționară?

.....

.....

.....

3. Ce este mobilitatea purtătorilor de sarcină?

.....

.....

.....

4. Ce se întâmplă cu conductivitatea electrică a coloanei pozitive atunci când intensitatea curentului de descărcare crește? Explicați de ce.

Rezultate experimentale

1. Tabelele cu rezultatele experimentale

Nr. crt.	I [mA]	V ₁ [V]	V ₂ [V]	L [m]	S [m ²]

2. Valorile conductivităților sunt:

DIAGNOSTICAREA PLASMEI PE CALE SPECTRALĂ

1. Scopul lucrării

Se urmărește determinarea dependenței intensității liniilor spectrale ale gazului de lucru, în coloana pozitivă, de intensitatea curentului de descărcare. Pe baza unor ipoteze simplificatoare, se determină evoluția unor parametri fizici ai plasmei coloanei pozitive.

2. Considerații teoretice

Determinarea unor parametri interni ai plasmei ca: temperatura electronilor și ionilor, concentrația particulelor încărcate și gradul de ionizare poartă, în literatura de specialitate, denumirea consacrată de „diagnosticarea plasmei”. Acestor parametri li se mai pot adăuga și alții ca intensitatea câmpurilor locale interatomice, gradientul de potențial și de concentrație al purtătorilor de sarcină care, în anumite situații particulare, pot avea un rol tot atât de important ca și cei de mai sus.

Din arsenalul mijloacelor de investigare vom reține, în această lucrare, numai una din metodele „fără contact” și anume metoda spectrală. Această metodă permite obținerea unor informații nemijlocite asupra structurii și dinamicii plasmei cât și informații care prezintă un interes de sine stătător. Astfel, folosind analiza spectrală calitativă, se poate stabili puritatea plasmei; folosind intensitatea liniilor spectrale, se pot afla unele constante atomice și moleculare; se poate determina temperatura plasmei, viteza relativă a particulelor componente și concentrația acestora; deformarea profilului liniilor spectrale și deplasarea acestora dă informații asupra caracterului interacției dintre particule și mediul prin care se propagă.

Legătura dintre parametrii descărcării și intensitatea liniilor spectrale, și de aici calcularea intensității liniilor spectrale în diferite condiții fizice de excitare constituie probleme complexe care, deși le-au fost consacrate multe lucrări de specialitate, sunt departe de a fi complet elucidate sub raport cantitativ. În cele ce urmează vom prezenta legătura care există între intensitatea liniilor spectrale și condițiile fizice din interiorul coloanei pozitive al unei descărcări luminescente în gaze la presiune scăzută și curenți de descărcare mici. În acest caz concentrația electronilor N_e și densitatea spectrală a radiației $\rho(\nu_{i0})$ sunt mici. Deoarece mărimile fizice amintite anterior sunt mici se pot neglija: ciocnirile de gradul II, absorbția luminii și tranzițiile induse. În condiții de staționaritate, numărul atomilor care trec de pe nivelul fundamental pe nivelul i prin procese de ciocnire cu electronii este egal cu numărul atomilor ce se dezexcită de pe nivelul i , în același interval de timp¹:

$$N_{0i} = N_i A_{i0} \quad (1)$$

unde:

N_{0i} – concentrația atomilor ce trec din starea fundamentală pe nivelul i , în unitatea de timp;

N_i – concentrația atomilor excitați pe nivelul i ;

A_{i0} - probabilitatea de tranziție spontană de pe nivelul i pe nivelul fundamental.

Rezultă că în acest caz numărul cuantelor emise este egal cu numărul proceselor de excitare, în același interval de timp.

În cazul existenței unei singure tranziții de pe nivelul i pe nivelul fundamental, intensitatea radiației de frecvență ν_{i0} este dată de relația:

$$I_{i0} = KN_{0i} h\nu_{i0} \quad (2)$$

¹ Presupunem că tranzițiile de pe nivelele energetice superioare nu contribuie substanțial la popularea nivelului i .

ceea ce înseamnă că intensitatea acestei radiații nu depinde direct de probabilitatea de tranziție A_{i0} ci este o funcție de numărul proceselor excitatoare.

Numărul proceselor de excitare, în absența excitărilor în trepte, se poate calcula cu relația:

$$N_{0i} = N_e N_0 \int_{V_{0i}}^{\infty} Q_{0i}(V) F(V) \sqrt{V} dV \quad (3)$$

iar expresia intensității liniei spectrale de frecvența ν_{i0} devine:

$$I_{i0} = Kh \nu_{i0} N_e N_0 \int Q_{0i}(V) F(V) dV \quad (4)$$

În relațiile (2) și (3), mărimile noi ce intervin sunt:

N_0 – concentrația atomilor pe starea fundamentală;

Q_{0i} – secțiunea eficace de excitare a atomilor pe nivelul i ;

V – energia electronilor exprimată în tensiuni de accelerare;

$F(V)$ – funcția de distribuție a electronilor pe energii;

V_{0i} – energia cinetică de excitare exprimată în tensiuni de accelerare;

K – o constantă de proporționalitate.

După cum se vede, pentru găsirea unei relații care să dea intensitatea liniei spectrale ca o funcție explicită de temperatura electronilor excitatori, trebuie calculată până la capăt integrala din relația (4) în care intră secțiunea eficace de excitare a liniei spectrale și funcția de distribuție pe energii a electronilor după energii. Neexistând o expresie fundamentală teoretic prin care secțiunea eficace Q_{0i} de excitare a unei linii spectrale oarecare să se lege de parametrii interni ai plasmii, V. A. Fabricant a stabilit următoarea expresie aproximativă pentru această mărime:

$$Q_{0i}(V) = Q_{0i}(V_m) \frac{V - V_{cr}}{V_m - V_{cr}} \exp\left(1 - \frac{V - V_{cr}}{V_m - V_{cr}}\right) \quad (5)$$

Această expresie, completată, se folosește acum în următoarea formă:

$$Q_{0i}(V) = Q_{0i}(V_m) \frac{V - V_{cr}}{V_m - V_{cr}} \exp\left(1 - \frac{V - V_{cr}}{V_m - V_{cr}}\right) + Q_{\infty} \quad (6)$$

Aici Q_{∞} este un termen adăugat pentru a explica mai corect mersul acestei funcții la valori mari ale energiei electronilor (mult mai mari decât energia corespunzătoare maximului funcției). Mărimile fizice noi ce intervin sunt:

V_m – energia electronilor corespunzătoare valorii maxime a secțiunii eficace de excitare;

V – energia curentă a electronilor;

V_{cr} – energia critică de excitare.

Dacă gazul care radiază formează plasma unei descărcări electrice în gaze (coloana pozitivă), funcția de distribuție a electronilor pe energii $F(V)$ se presupune a fi maxwelliană deși această presupunere, riguros vorbind, trebuie revizuită pentru fiecare caz concret în parte.

În cazul excitărilor prin ciocniri directe, ținând seama și de faptul că în majoritatea cazurilor temperatura electronilor este cu ordine de mărime mai mică decât cea corespunzătoare potențialului critic de excitare, relația intensității (4), după rezolvarea integralei din membrul al doilea, cu unele ipoteze simplificatoare, capătă aspectul:

$$I_{I0} = ANN_e Q_{0i}(V_m) \frac{T_e^{3/2} V_{cr}}{(V_m - V_{cr})^2} \exp\left(-\frac{V_{cr}}{kT_e}\right) \quad (7)$$

Independent de posibilitatea rezolvării integralei din relația (4), în cazul ciocnirilor directe, rezultă că intensitatea unei linii spectrale este, cu o bună aproximație, proporțională cu concentrațiile electronilor și ale atomilor precum și cu funcția de distribuție pe energii a electronilor:

$$I = Bf(V_e) N_e N \quad (8)$$

Această relație are o deosebită importanță practică, dovedindu-se adevărată pentru un spectru larg de condiții fizice. Astfel, în general, cu creșterea intensității curentului la o presiune dată, se poate observa atât o creștere a intensității unor linii spectrale cât și o scădere a intensității altor linii spectrale. Acest lucru este determinat de rolul preponderent pe care îl are concentrația electronilor sau temperatura acestora. Relația (8) a fost folosită, printre altele, și la explicarea maximelor de intensitate ale liniilor spectrale în funcție de presiune. Astfel, cu creșterea presiunii crește concentrația atomilor excitați, ceea ce conduce la creșterea intensității. Pe de altă parte, cu creșterea presiunii scade temperatura electronilor iar aceasta duce la scăderea intensității liniilor spectrale. Tot de aici rezultă și faptul că maximul intensității liniilor spectrale este atins la presiuni coborâte la acele linii care au un potențial de excitație mai ridicat.

Existența unei distribuții maxwelliene, de echilibru, a electronilor pe energii, nu presupune în mod automat existența uneia de echilibru a atomilor pe nivelele excitate, adică a unei distribuții boltzmaniene, în condițiile discutate. Acest ultim echilibru se determină prin numărul ciocnirilor excitatoare, numărul tranzițiilor pe nivelul dat de pe nivelele superioare și numărul proceselor de emisie spontană. În acest fel plasma descărcării în gaze se poate găsi în stări foarte diferite când gazul atomic sau molecular și gazul electronic au temperaturi proprii, iar atomii și moleculele nu prezintă un echilibru al stărilor excitate. Această plasmă poartă denumirea convențională de „plasmă neizotermă”.

Iată câteva din problemele ce se pot rezolva folosind metode spectrale de investigație:

- a) lămurirea caracterului excitației;
- b) verificarea legii de distribuție a electronilor pe energii;

- c) determinarea temperaturii electronilor;
- d) găsirea formei funcției de excitare;
- e) popularea atomilor excitați pe diferite nivele energetice;
- φ) determinarea valorilor relative ale probabilităților de tranziție A_{jk} și timpilor de viață ale atomilor pe stările excitate τ .

3. Dispozitivul experimental

Dispozitivul experimental al acestei lucrări contă dintr-o sursă de radiații luminoase alcătuită dintr-un tub de descărcare în hidrogen la presiune scăzută. Radiația ce urmează a fi analizată provine de la coloana pozitivă a descărcării. Pentru ca radiația emisă de coloana pozitivă să fie cât mai intensă, cu excepția regiunilor din preajma electrozilor, tubul de descărcare este alcătuit dintr-un capilar de sticlă.

Pentru a forma imaginea tubului de descărcare pe fanta de intrare a monocromatorului, între tubul de descărcare și monocromator se introduce o lentilă convergentă.

Monocromatorul utilizat este de tipul SPM 2 cu prismă. Fasciculul de lumină ce pătrunde în monocromator este descompus în liniile spectrale componente cu ajutorul unei prisme de siliciu. Datorită structurii monocromatorului, din acesta nu poate ieși decât una din lungimile de undă ale radiației prin fanta de ieșire.

La fanta de ieșire a monocromatorului se amplasează un fotomultiplicator. Acesta furnizează un curent proporțional cu intensitatea liniei spectrale. Pentru citirea intensității acestui curent se folosește un microampermetru.

Schema de principiu a dispozitivului experimental este prezentată în

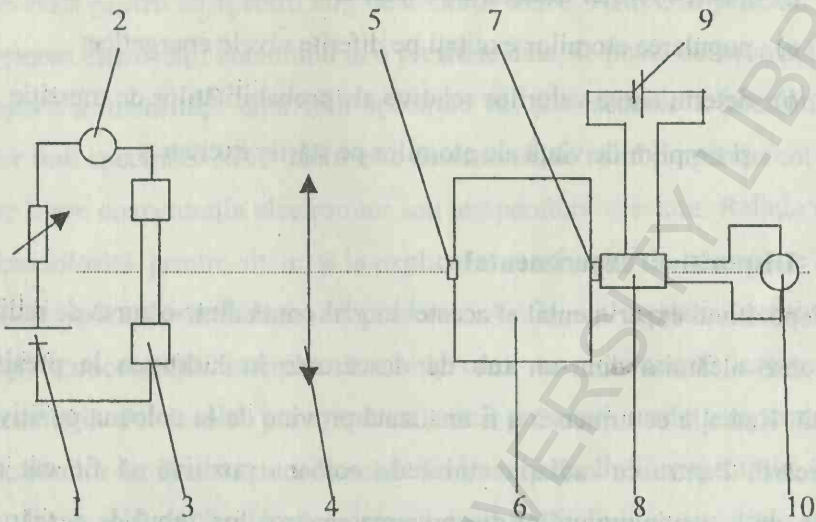


Fig. 1

figura 1.

În figura 1 se disting: 1- sursa de înaltă tensiune pentru alimentarea tubului de descărcare; 2- miliampermetru; 3- tubul de descărcare; 4- lentilă convergentă; 5- fanta de intrare a monocromatorului; 6- monocromatorul; 7- fanta de ieșire a monocromatorului; 8- fotomultiplicator; 9- sursa de înaltă tensiune pentru alimentarea fotomultiplicatorului; 10- microampermetru.

4 Modul de lucru

Etapele de lucru sunt următoarele:

1. se realizează montajele electrice;
2. se pornește sursa de alimentare a tubului de descărcare;

3. se fixează curentul de descărcare pentru o anumită valoare, reglând adecvat valoarea rezistenței de sarcină;
4. se așteaptă 5-10 minute pentru ca tubul de descărcare să intre într-un regim staționar de funcționare;
5. se deplasează lentila pe bancul optic până când se formează o imagine clară a tubului de descărcare pe fanta de intrare a monocromatorului;
6. se pornește sursa de alimentare a fotomultiplicatorului;
7. se reglează monocromatorul pentru fiecare din cele trei lungimi de undă ce vrem să le investigăm ($H_{\alpha} - 6562,79 \text{ \AA}^0$; $H_{\beta} - 4361,33 \text{ \AA}^0$; $H_{\gamma} - 4340 \text{ \AA}^0$);
8. se citește intensitatea curentului furnizat de fotomultiplicator, pentru fiecare lungime de undă;
9. se repetă operațiile de la punctul precedent pentru șase valori ale curentului de descărcare;
10. atele experimentale se trec în următorul tabel:

I_{desc} [mA]						
I_{foto} [μA]						
H_{α}						
H_{β}						
H_{γ}						

11. se reprezintă grafic dependența curentului furnizat de fotomultiplicator de intensitatea curentului de descărcare;

5. Fișa lucrării experimentale

Numele și prenumele studentului:

Nota

Secția:

Subgrupa:

Data efectuării lucrării:

Lucrarea experimentală:

DIAGNOSTICAREA PLASMEI PE CALE SPECTRALĂ

Observații generale:

1. Din ce cauze unele linii spectrale își cresc intensitatea cu creșterea curentului de descărcare pe când altele, în aceleași condiții fizice își reduc intensitatea?

.....

.....

.....

2. Ce linii spectrale își reduc intensitatea odată cu creșterea presiunii gazului de lucru și de ce?

.....

.....

.....

3. Ce concluzii puteți trage din graficele experimentale?

.....

.....

.....

4. Putem compara între ele intensitățile liniilor spectrale, din datele obținute experimental? Ce ar mai trebui făcut ca să se poată realiza acest lucru?
-
-
-

5. Presupunând că maximele secțiunilor eficace sunt la aceeași valoare ale potențialului V_m , determinați raportul secțiunilor eficace pentru cele trei lungimi de undă.

Rezultate experimentale

1. Tabelul cu rezultatele experimentale

I_{desc} [mA]						
I_{foto} [μA]						
H_α						
H_β						
H_γ						

2. Graficele experimentale $I_{foto}=f(I_{desc})$.

3. Raportul secțiunilor eficace:

$$Q_{\alpha}/Q_{\beta} =$$

$$Q_{\alpha}/Q_{\gamma} =$$

$$Q_{\beta}/Q_{\gamma} =$$

$$Q_{\beta}/Q_{\gamma} = \dots \quad (\text{din } [Q_{\alpha}/Q_{\gamma}]/[Q_{\alpha}/Q_{\beta}], \text{ pentru } Q_{\alpha}/Q_{\gamma} \neq 0)$$

verificare)

INDICAȚII BIBLIOGRAFICE

Din diversitatea lucrărilor ce se ocupă cu studiul experimental al plasmelor, prezentăm o parte din cărțile ce se pot consulta la Biblioteca Universității din Pitești, și care, în parte, au fost utilizate la redactarea acestui îndrumar. Recomandăm studenților și celorlalți cititori interesați să-și completeze cunoștințele prin parcurgerea acestor lucrări sau a altor lucrări din domeniu.

1. Gh. Brătescu, E. Toader, Metode experimentale în fizica plasmelor, Centrul de multiplicare al Univ. București, București, 1973;
2. E. Toader, Lucrări practice de cinetica și dinamica plasmelor, Tipografia Univ. București, București, 1982;
3. Gh. Popa, L. Sîrghi, Bazele fizicii plasmelor, Ed. Univ. "Al. I. Cuza", Iași, 2000;
4. A. Vaș, N. Joni, T. Chevereșan, G. Zăvulan, N. Berinde, Aplicațiile Industriale ale Plasmei Termice, Ed. Tehnică, București;
5. E. Bădărău, I. Popescu, Gaz ionizate, Décharges électriques dans les gaz, Editions Meridiennes, București & Editions Dounod, Paris, 1965;
6. E. Vasiliu, Inițiere în radioelectronica cuantică, Editura Tehnică, București, 1974;
7. El. Avram, Contribuții la fizica și aplicațiile surselor de electroni cu plasmă, Teză de doctorat, Institutul Central de Fizică, București, 1981;

8. I. Iova, Contribuții la diagnosticarea plasmelor pe cale spectrală, Teză de doctorat, Univ. București, 1967;
9. Gh. Marin, Tehnica vidului, Editura tehnică, București, 1983;
10. B. Opreșcu, Distribuții de sarcină electrică în gazele ionizate, Teză de doctorat, Univ. "Al. I. Cuza", Iași, 1998;
11. Gh. Dima, Efectul catodului cavitărilor, Teză de doctorat, Univ. București, București, 1990;
12. Gh. Dima, I. Iorga-Simăn, Îndrumar de laborator pentru fizică, Centrul de multiplicare al Institutului de Subinginerii Pitești, Pitești, 1987.

CUPRINS

Introducere.....	1
Tehnica vidului.....	4
Aprinderea descărcării în câmpuri uniforme. Verificarea legii lui Paschen.....	18
Studiul descărcării luminescente în gaze.....	28
Determinarea gradientului longitudinal al coloanei pozitive.....	38
Arcul electric.....	48
Efectul catodului cavitat.....	59
Surse de electroni cu plasmă.....	69
Structuri disipative în plasmă.....	81
Generarea unui câmp de microunde cu ajutorul instabilității fascicul- plasmă.....	91
Determinarea temperaturii și concentrației electronilor din plasmă cu sonda Langmuir.....	104
Determinarea temperaturii electronilor din plasmă cu ajutorul sondei duble.....	115
Diagnosticarea plasmei cu ajutorul analizorului electrostatic.....	125
Determinarea conductivității electrice a unei plasme.....	136
Diagnosticarea unei plasme pe cale spectrală.....	144
Bibliografie.....	155

B.U. IASI/CENTRAL UNIVERSITY LIBRARY

B.C.U. „M. EMINESCU” IAȘI

32.000 lei



ISBN 973 - 8212 - 86 - 3

113802